

**Laseroptische Untersuchung
der
Flamme-Kühlluft-Interaktion
in einer
effusionsgekühlten Brennkammer**

Vom Fachbereich Maschinenbau
an der Technischen Universität Darmstadt
zur
Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Jens Hermann

Groß-Umstadt

Berichterstatter:	Prof. Dr. rer. nat. A. Dreizler
Mitberichterstatter:	Prof. Dr. Manfred Aigner
Tag der Einreichung:	20. Juni. 2016
Tag der mündlichen Prüfung:	23. Sept. 2016

Darmstadt 2017

D17

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand im Rahmen meiner sechsjährigen Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Reaktive Strömungen und Messtechnik der Technischen Universität Darmstadt.

Mein Dank gilt daher zuerst Herrn Prof. Dr. rer. nat. Andreas Dreizler, dem Leiter des Fachgebiets, für die Ermöglichung meiner Promotion, für die mir zugestandenen Freiheiten und für sein Vertrauen in meine Person.

Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner, Institutsdirektor des Instituts für Verbrennungstechnik, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt für sein entgegengebrachtes Interesse sowie die Übernahme des Korreferats.

Mein größter Dank gilt allen Kolleginnen und Kollegen der Fachgebiete EKT und RSM auf administrativer wie fachlicher Ebene für die Schaffung einer produktiven aber auch sehr kurzweiligen Arbeitsatmosphäre. Besonders hervorheben möchte ich an dieser Stelle die Unterstützung durch meinen Nachfolger Herr Max Greifenstein, M. Sc. im abschließenden Jahr meiner Tätigkeit sowie die Rolle der Feinmechanikwerkstatt unter der Leitung von Herrn Roland Berntheisel, ohne deren Engagement weder der Aufbau der Versuchsanlage noch die Durchführung aller Messkampagnen möglich gewesen wäre. Den Herren Dr.-Ing. Michael Hage, Dr.-Ing. Thilo Kissel und Frau Dipl.-Ing. Simone Schönfelder bin ich für die Hilfestellung bei meinen ersten Gehversuchen am EKT sowie die moralische Unterstützung zu großem Dank verpflichtet, Herr Dipl.-Ing. Andreas Ludwig für die Übernahme des Lektorats dieser Arbeit.

Für die gemeinsame Zeit im Labor, auf Reisen sowie bei Freizeitvergnügen jeglicher Art möchte ich mich persönlich bei Frau Dr.-Ing. Anne Seidel, den Herren Dr.-Ing. Elias Baum, Benjamin Bork, Felix Eitel, Normann Fuhrmann, Markus Mann und Philipp Trunk sowie bei den Herren M. Sc. Carl-Philipp Ding, Jean Kadavelil, Jan Köser, Kilian Lackhove, Felix Stritzke, Johannes Weinkauff sowie Dipl.-Ing. Timo Klenke bedanken. Allen ungenannten Bürokollegen und -nachbarn, erster wie letzter Stunde, gilt natürlich ebenso mein Dank für die vielen unvergesslichen Stunden der vergangenen Jahren.

Weiterhin haben eine Vielzahl von Studierenden zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Mein besonderer Dank geht an diesen Stellen an die Herrn Martin Esser, M. Sc., und Matthias Schrörs, M. Sc., für die Arbeiten am Heißgaswindkanal, Herr Clemens Schwarz, M. Sc., für die Durchführung der Mischungsuntersuchungen sowie an Herr Anton Borger, M. Sc., für seine fortwährende Hilfe.

Meinen Eltern, meiner Familie und nicht zuletzt allen Freunden danke ich für die unermüdliche Unterstützung während meiner gesamten Zeit an der Universität.

Darmstadt, November 2016

Jens Hermann

*In Unglückszeiten ist man nicht Herr der Ereignisse;
Man kann nichts weiter tun, als fleißig arbeiten.*
Friedrich II. (★1712, +1786), König von Preußen

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Stand der Technik	2
1.3	Zielsetzung	4
1.4	Struktur der Arbeit	5
2	Theoretische Grundlagen	7
2.1	Turbulente Strömung	7
2.1.1	Navier-Stokes-Gleichungen	8
2.1.2	Statistische Beschreibung	9
2.2	Grundlagen technischer Verbrennung	10
2.2.1	Äquivalenzverhältnis	10
2.2.2	Reaktionskinetik	11
2.2.3	Diffusionsflammen	12
2.2.4	Vormischflammen	13
2.3	Strömungsführung in Gasturbinenbrennkammern	15
2.3.1	Definition der Drallzahl	15
2.3.2	Drallinduziertes Strömungsfeld	16
2.4	Beschreibung von Wandkühlung	17
3	Der Eindüsenektor Prüfstand	21
3.1	Aufbau der Versuchsanlage	21
3.2	Luftversorgung	22
3.3	Brennstoffversorgung	24
3.4	Brennkammer	25
3.4.1	Plenum und Drallbrenner	26
3.4.2	Flammrohr mit optischem Zugang	29
3.4.3	Zündung	32
3.4.4	Effusionskühlung und Heißgaswindkanal	33
3.4.5	Druckbehälter	36
3.5	Abgasstrang	36
3.6	Instrumentierung und Regelung	37
4	Grundlagen der Messmethoden	39
4.1	Messung von Geschwindigkeitsfeldern mittels Particle Image Velocimetry	41
4.1.1	Grundlagen	41
4.1.2	Partikel	42
4.1.3	Detektion	44

4.2	Nachweis des OH-Radikals über Laserinduzierte Fluoreszenz	47
4.2.1	Grundlagen	47
4.3	Wandtemperaturmessung mithilfe von thermographischen Phosphoren . .	49
4.3.1	Grundlagen	49
4.3.2	Messmethode	51
4.4	Gasphasenthermometrie über Kohärente-anti-Stokes-Raman-Spektroskopie	53
4.4.1	Grundlage	53
4.4.2	Signalintensität	55
4.5	Chemilumineszenz	57
5	Betriebsverhalten der Versuchsanlage	59
5.1	Definition des Koordinatensystems	59
5.2	Betriebsverhalten der Versuchsanlage	60
5.2.1	Zeitverhalten	60
5.2.2	Reproduzierbarkeit der Randbedingungen	62
5.3	Der Standardbetriebspunkt	63
5.3.1	Visualisierung der Flammen	64
5.3.2	Einfluss der Kühlluftgeometrie auf die Flammenstabilität	65
6	Versuchsaufbauten	67
6.1	Strömungsfeldmessungen	67
6.1.1	Strömungsfeldcharakterisierung des Heißgaswindkanals	67
6.1.2	Charakterisierung der Brennkammereinlaufbedingungen	70
6.1.3	Strömungsfeldmessungen zur Flamme-Kühlluft-Interaktion	73
6.1.4	Auswertung von Vektorfeldern	76
6.1.5	Charakterisierung und Fehlerbetrachtung	77
6.2	Bestimmung der Reaktionszone	84
6.2.1	Versuchsaufbau	84
6.2.2	Messplan	85
6.2.3	Identifikation der Flammenfront	86
6.2.4	Unsicherheit in der Flammenfrontdetektion	89
6.3	Wandtemperaturmessung	92
6.3.1	Voruntersuchungen	92
6.3.2	Wandtemperaturmessungen am Eindüsensektor	95
6.3.3	Auswertung	98
6.3.4	Charakterisierung und Fehlerbetrachtung	100
6.4	Temperaturmessung in der Gasphase	106
6.4.1	Versuchsaufbau	106
6.4.2	Messplan	111
6.4.3	Auswertung	114
6.4.4	Charakterisierung und Fehlerbetrachtung	116
7	Ergebnisse und Diskussionen	123
7.1	Voruntersuchungen zur Nutzung Thermographischer Phosphore	123
7.1.1	Charakterisierung der Abklingzeit in Luftatmosphäre	123
7.1.2	Einflüsse der chemischen Umgebung und Langzeitverhalten	125
7.1.3	Zusammenfassung	126
7.2	Isotherme Strömung in Flammrohr und Heißgaswindkanal	127
7.2.1	Einlaufbedingungen des Heißgaswindkanals	127
7.2.2	Einlaufbedingungen der Druckbrennkammer	128
7.2.3	Isothermes Strömungsfeld	132

7.3	Charakterisierung des Drallbrenners bei reagierender Strömung	137
7.3.1	Reaktives Strömungsfeld	137
7.3.2	Topologie der Reaktionszone	138
7.3.3	Gasphasentemperatur	141
7.3.4	Zusammenfassung	144
7.4	Einfluss des Stufungsverhältnisses auf die Effusionskühlung	145
7.4.1	Strömungsfeld und Kühlluftverteilung	145
7.4.2	Wandtemperatur	148
7.4.3	Gasphasentemperatur	150
7.4.4	Zusammenfassende Betrachtung	156
8	Zusammenfassung und Ausblick	159
8.1	Zusammenfassung	159
8.2	Ausblick	160
A	Temperaturmessung über Thermochromfarben	163
	Literaturverzeichnis	164

Nomenklatur

Variablen, deren Einheit nicht eindeutig festgelegt sind, tragen die Einheit „a. u.“. Für die Indizes i, j, und k gilt die Einsteinsche Summenkonvention.

Große lateinische Buchstaben		Einheit
A	Fläche	m^2
A	Präexponentieller Faktor Arrhenius Gesetz	a.u.
AB	Molekül im Grundzustand	—
AB^*	Molekül im elektronisch angeregten Zustand	—
B	Absorptionswahrscheinlichkeit	—
B_{ik}	Einstein-B-Koeffizient stimulierte Absorption	s^{-1}
D	Diffusionskoeffizient	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
E	Aktivierungsenergie	$\text{J} \cdot \text{mol}^{-1}$
E	Energie	J
$E_{\text{e/vib/rot}}$	elektronische/Vibrations-/Rotationsenergie	J
F	Blendenzahl	—
G_{Φ}	Drehimplusstrom	$\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
G_x	Axialimplusstrom	$\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$
H	Höhe	m
I	Impulsverhältnis	—
I	Intensität	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$
J	Diffusionsfluss	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
J	Rotationsquantenzahl	—
L	Integrales Längenmaß	m
L_{st}	Stöchiometrischer Luftbedarf	—
M	Ausblaserate	—
M_{s}	Molare Masse	$\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$
M_0	Abbildungsmaßstab	—
N	Anzahl an Wiederholungen	—
N	Teilchenzahldichte	m^{-3}
N_{s}	Speziesanzahl	—
P	Druck	$\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$
Q	Konfigurationskoordinate	—
R	Charakteristischer Radius	m
R	Korrelationswert	—
R	Universelle Gaskonstante	$\text{J} \cdot \text{kmol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

R_a	Äußerer Mischrohrradius	m
R_i	Innerer Mischrohrradius	m
S	Allgemeiner Quellterm	s
S_{St}	Strömungsdrallzahl	—
T	Temperatur	K
X_i	Pixel-Koordinate i auf Detektor	px
Y	Massenbruch	—
Z_α	Elementmassenanteil	—
S	geometrische Drallzahl	
SV	Stufungsverhältnis	

Kleine lateinische Buchstaben

Einheit

\dot{m}	Massenstrom	$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$
\dot{q}	Quellterm	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$
a	angeregter Zustand	—
a^*	angeregter Zwischenzustand	—
b	Bildweite	m
c	Lichtgeschwindigkeit	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
c	Reaktionsfortschrittsvariable	a. u.
c	Stoffmengenkonzentration	$\text{mol} \cdot \text{m}^{-3}$
c_i	Zeitproportionalitätsfaktor TPT Auswertung	—
c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konst. Druck	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
d	Durchmesser	m
d	Größe Streuzentrum	m
f	Anzahl an Einzelaufnahmen pro Abklingvorgang	—
f	Frequenz	s^{-1}
f	Mischungsbruch	—
f_0	Grenzfrequenz, maximale Folgefrequenz	s^{-1}
f_B	Boltzmann-Fraktion	—
f_{Rec}	Aufnahmefrequenz	s^{-1}
g	Erdbeschleunigung	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$
g	Gegenstandsweite	m
g	Gewichtskraft	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$
g	Grundzustand	—
h	Massenspezifische Enthalpie	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
h	Plancksches Wirkungsquantum	J s
i, j, m, n	Pixel-Koordinaten	—
k	Proportionalitätsfaktor	a. u.
k	kresiwellenzahl	1/m
l	Integrales Längenmaß	m
l	Interaktionslänge	m
m	Masse	kg
n	Anzahl	—
n	Brechungsindex	—
n	Periodizität	—

n	Stichprobenanzahl	—
p	Druck	$\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$
p	Porosität	—
r	Radius	m
r	Reaktionsgeschwindigkeit	$\text{mol} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$
r	intermolekularer Abstand	m
s	Schlupf	—
s_{L}	Laminare Flammgeschwindigkeit	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
s_{T}	Turbulente Flammgeschwindigkeit	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
t	Wandstärke	m
t	Zeit	s
v	Geschwindigkeit	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
v_j	Geschwindigkeit	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
$v_{\text{ax/rd/tan}}$	Geschwindigkeit in axiale/radiale/tangentialer-Richtung	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
v_{p}	Partikelgeschwindigkeit	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
$v_{\text{x/y/z}}$	Geschwindigkeit in x/y/z-Richtung	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
v_{x}	Geschwindigkeit in x-Richtung	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
v_i	Stöchiometrischer Koeffizient	—
x, y, z	Kartesische Koordinaten	m

Große griechische Buchstaben

Einheit

Δz	Lichtschnittdicke	m
Γ	Zeitraum	—
Φ	Äquivalenzverhältnis	—
Ψ	Dissipationsinduzierte Erwärmung durch Reibung	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$

Kleine griechische Buchstaben

Einheit

α	Anstellwinkel	$^{\circ}$
α_{k}	Wärmeübergangskoeffizient	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$
α_i	Winkel zwischen Objektivhauptebene i und xy -Lichtschnittebene	$^{\circ}$
β	Winkel Drallgitter	$^{\circ}$
β_i	Winkel zwischen Objektivhauptebene i und xz -Lichtschnittebene	$^{\circ}$
δz	Tiefenschärfe	m
δz	Wandabstand, Eindringtiefe	m
$\delta_{i,j}$	Kronecker Symbol	—
$\dot{\omega}$	Chemischer Quellterm	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante	$\text{A} \cdot \text{s} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
η	Dynamische Viskosität	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
η_{aw}	Adiabate Kühlungeffektivität	—
η_{BK}	Brennkammerwirkungsgrad	—
η_{tot}	Totale Kühllufteffizienz	—
γ_i, δ_i	Verdrehungswinkel Bildebene i	$^{\circ}$
λ	Wellenlänge	m
λ	Wärmeleitkoeffizient	$\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$

λ_{Peak}	Zentralwellenlänge	m
ν	Frequenz	s^{-1}
ν	Kinematische Viskosität	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
ν	Vibrationsquantenzahl	—
ω	Energie	J
ϕ	Beliebiger Skalar	—
π	Massendichte	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
ρ	Massendichte	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
τ	Lumineszenz Abklingzeit	s
τ_{a}	Lebensdauer angeregter Zustand	s
τ_{Laser}	Pulsdauer Laser	s
τ_{p}	Relaxationszeit Partikel	s
τ_{r}	Lumineszenz Anstiegszeit	s
$\tau_{i,j}$	Spannungstensor	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
ϑ	Drehwinkel	°
ξ	Suszeptibilität	—, V/m, V ² /m ² , ...

Tiefgestellte Indizes

·0	Ursprungszustand (zeitlich)
· α	Beliebige Spezies
· ∞	Umgebung
·Abgas	Abgas
·abs	Absolutgeschwindigkeit
·aw	Außenwand
·ax	Axial
·Bk	Brennkammer
·B	Brennstoff
·CARS	CARS-Signal
·DBK	Druckbrennkammer
·DB	Druckbehälter
·D	Drossel
·Eff	Effusionskühlluft
·em	Emission
·Ex	Abgas
·ex	Anregung
·Glob	auf den Gesamtmassenstrom bezogen
·Haupt	vorgemischte Hauptströmung
·h	Heißgas
·KL	Kühlluft
·KW	Kühlwasser
·k	Kühlluft
·L	Luft
·p2p	Pixel-zu-Pixel
·Pilot	nicht vorgemischter Pilot
·p	Partikel

·Ref	Referenzbedingung
·rel	Relativgröße
·RR	Rolls-Royce
·rück	Rückwärtsreaktion
·s2s	Schuss-zu-Schuss
·St	Stöchiometrisch
·tan	Tangetial
·trans	transformiert
·TUDA	TU Darmstadt
·T	Turbulent
·t	Markiert
·VL	Verbrennungsluft
·vor	Vorwärtsreaktion
·w	Wand
· ϕ	Beliebiger Skalar
·e	Einzelspezies
· i,j,k	Indexwert (ganzzahlig)
·r	Strahlung

Hochgestellte Indizes

·'	Edukt
·'	Schwankungsgröße
·'	oberer quantenmechanischer Zustand
·''	Produkt
·''	unterer quantenmechanischer Zustand
·*	angeregter Zustand
·(3)	dritter Ordnung

Operatoren und Symbole

$\Delta\Phi$	Differenz zweier Werte der Größe Φ
$\frac{D\Phi}{Dt}$	Materielle Ableitung der Größe Φ
\mathcal{A}	Absorption, Anzahlldichte absorbierender Moleküle
\mathcal{D}	Quanteneffizienz
\mathcal{O}	Landau-Symbol, obere Schranke
\mathcal{Q}	Detektionswirkungsgrad
\mathcal{T}	spektraler Überlapp Absorptionslinie mit Laser
$\partial\Phi$	Partielle Ableitung der Größe Φ
Φ	Betrag der Größe Φ
div	Divergenz
max	Maximum

Dimensionslose Kennzahlen

Re	Reynolds-Zahl
SV	Stufungsverhältnis

Abkürzungen

2D2C	zwei Raumkoordinaten und zwei Geschwindigkeitskomponenten
2D3C	zwei Raumkoordinaten und drei Geschwindigkeitskomponenten
BBO	Bariummetaborat
BBO	Basset-Boussinesq-Oseen-Gleichung
Br	Brennstoff
BZ	Brennstoffzufuhr blockiert
CARS	Kohärente-anti-Stokes-Raman-Spektroskopie
CL	Chemilumineszenz
CMOS	Kamerasensortyp
CVD	Chemische Gasphasenabscheidung
D	Drallgitter
FoV	Bildausschnitt, <i>Field-of-view</i>
HC	hoher Kühlluftmassenstrom
HGW	Heißgaswindkanal
HR	große Reynolds-Zahl
HS	Hauptströmung
HS	Hochgeschwindigkeit
HS	hohe Drallzahl
IA	interrogation area
IC	mittelhoher Kühlluftmassenstrom
IR	mittelgroße Reynolds-Zahl
IRO	Bildverstärker, <i>intensified relay optic</i>
IRZ	Innere Reaktionszone
IS	mittelhohe Drallzahl
KS	Verdrallte Rohrströmung
LC	geringer Kühlluftmassenstrom
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
LP	mager vorgemischter Betrieb
LR	geringe Reynolds-Zahl
LRS	Lineare Regression der Summe
LS	geringe Drallzahl
Nd	Neodym
OH	Objektivhauptebene
OP	Betriebspunkt
OX	Oxidator
PIV	Particle Image Velocimetry
PMT	Photonenvervielfacher, <i>photomultiplier tube</i>
PP	pilotierter Btrieb
PVD	Physikalische Gasphasenabscheidung
Q	Stoßlöschung
REF	Referenzbetriebspunkt

RET	Rotationsenergietransfer
RO	Rohrofen
RR	Rolls-Royce plc.
RRD	Rolls-Royce Deutschland
SFO	Lichtschnittoptik
SNR	Signal-zu-Rausch-Verhältnis
SP	Stagnationspunkt
SPIV	Stereoskopische Particle Image Velocimetry
TP	Thermographischer Phosphor
TPT	Thermographische Phosphor Thermometrie
TUDA	TU Darmstadt
UV	ultraviolett
VET	Vibrationsenergietransfer
VLB	Verbrennungsluft Zugang blockiert
YAG	Yttrium-Aluminium-Granat
ÄRZ	Äußere Reaktionszone

Kapitel 1

Einleitung

Inhalt der vorliegenden Arbeit ist die experimentellen Untersuchung der Flamme-Kühlluft-Interaktion in einer effusionsgekühlten Eindüsensektorbrennkammer mithilfe von laser-optischen Messmethoden. Ziel ist es, den Einfluss von unterschiedlichen Flammenkonfigurationen auf das Strömungsfeld sowie die Oberflächen- und Kühllufttemperatur unter realistischen Randbedingungen zu quantifizieren. Im Folgenden wird zunächst die Motivation zur Bearbeitung dieser Fragestellung dargelegt. Nach einem Überblick über den aktuellen Stand der Forschung folgt die Präzisierung der Zielsetzung sowie die Beschreibung des weiteren Aufbaus dieser Arbeit.

1.1 Motivation

Der Transport von Menschen und Waren in kürzester Zeit über interkontinentale Entfernungen ist heutzutage ein alltägliches Unterfangen. Inspirierte im Jahr 1870 die unerhört schnelle Weltreise von George Francis Train noch den Autor Jules Verne zu seinem weltberühmten Buch *In 80 Tagen um die Welt*, ist es heute für jedermann möglich die Welt in etwas mehr als 41 Stunden mit einem zivilen, strahlgetriebenen Unterschallflugzeug zu umrunden, ohne dass dies große Begeisterungstürme auslöst [50]. Nach Untersuchungen der ICAO¹ stieg das international transportierte Frachtaufkommen im Zeitraum von 2005 bis 2014, trotz der Verwerfungen durch die Subprime Krise, im Schnitt um 2,7 % pro Jahr. Das Passagieraufkommen erhöhte sich im gleichen Zeitraum sogar um 5,35 % [18]. Prognosen der IATA² gehen von einer Verdoppelung der Passagierzahlen bis zum Jahr 2034 aus [73]. Für den Verbraucher versprechen die Prognosen sinkende Preise bei steigender Verfügbarkeit von Flugreisen. Das steigende Luftfahrtaufkommen bringt jedoch auch negative Aspekte mit sich. Denn obwohl der solar-elektrisch angetriebene Technologiedemonstrator Solar Impulse 2 im Juli 2015 erfolgreich den Pazifik überquert hat, basiert die Technik aller Großraumflugzeuge auf der Verbrennung von fossilen Brennstoffen. Damit geht sowohl eine Beeinflussung des Klimas durch den Ausstoß des Treibhausgases CO₂, als auch Auswirkungen auf die Gesundheit durch die Freisetzung von Luftschadstoffen wie beispielsweise NO_x einher. Um diese Auswirkungen zu begrenzen, ist eine stetige Weiterentwicklung hin zu einem effizienteren und schadstoffärmeren Luftverkehr nötig. In den Zielvereinbarungen ACARE 2020 verpflichteten sich Hersteller und Betreiber zu einer Reduktion der Stickoxidemissionen um 80 %, des CO₂-Ausstoßes um 50 % sowie einer Verringerung der Lärmbelastung um 50 % Prozent [1]. Ein Teil dieser Reduktion kann durch die Optimierung der Fluggasturbinen erreicht werden.

Optimierungen der Brennkammer, der Ort der Wandlung von chemisch gebundener zu technisch nutzbarer Energie, können auf zwei Wegen beim Erreichen dieser Ziele helfen.

¹ICAO: International Civil Aviation Organization

²IATA: International Air Transport Association

Durch moderne Brennverfahren ist es möglich die Entstehung von Luftschadstoffen zu verhindern. Die Ablösung der heute standardmäßig eingesetzten Fett-Mager-Verbrennung (RQL-Brennkammer) durch mager vorgemischte Brennverfahren ermöglicht eine Reduktion der Verbrennungstemperaturen und damit verbunden eine verminderte Produktion von thermischen Stickoxiden [159]. Die Gesamteffizienz des thermodynamischen Kreislaufs kann durch eine Reduktion des Massenstroms zur Wandkühlung erhöht werden. Sowohl der CO_2 Ausstoß und indirekt die NO_x Menge können so reduziert werden. Bisher werden diese Teilaspekte jedoch weitestgehend getrennt voneinander untersucht und optimiert. Im Zuge dieser Arbeit soll nun eine kombinierte Betrachtung beider Phänomene unter realistischen Betriebsbedingungen durchgeführt werden. Ziel ist es, den Einfluss der Flamme auf die effusionsgekühlte Brennkammerwand zu quantifizieren.

1.2 Stand der Technik

Im Fokus dieser Arbeit steht die Untersuchung eines wandnahen Kühlluftfilms bei realistischer Brennkammerströmung. Getrennt voneinander sind sowohl Untersuchungen von Verbrennung unter gasturbinentypischen Randbedingungen als auch Arbeiten zur Wandkühlung seit Jahrzehnten Gegenstand der Forschung. Der in den folgenden Abschnitten gegebene Überblick stellt daher keine vollumfängliche Beschreibung des Forschungsstandes dar, sondern kann vielmehr als Orientierung für weiterführende Recherchen dienen.

Drallflammen

Die Herausforderung bei der Weiterentwicklung moderner Brennkammern besteht in der Optimierung des Schadstoffausstoßes bei garantierter Betriebssicherheit, Wiederzündbarkeit bei Flammenverlöschten sowie Lebensdauer über einen Zeitraum von $\mathcal{O}10^5$ h [26, 91]. Die Herausforderung bei mager vorgemischten oder partiell vorgemischten Verbrennungssystemen besteht dabei im Auftreten von Verbrennungsinstabilitäten durch oszillierende kohärente Strömungsstrukturen [136] und thermoakustisch angefachten Schwingungen [72]. Gefördert werden diese Instabilitäten durch die Wahl des Mechanismus zur Flammenstabilisierung. Alle modernen Brennkammern werden über eine stark verdrahlte Luftströmung mit interner Rezirkulation stabilisiert. Aufgrund der hohen Durchmischung in der Scherzone zwischen Rezirkulation und Hauptströmung sowie der stetigen Rückführung von Verbrennungsradikalen und Wärme ist diese Strömungsform notwendig [31, 95]. Mit dem Ziel, die Entstehung der instabilen Strömungszustände zu verstehen und Lösungsvorschläge abzuleiten, werden Brennkammern numerisch und experimentell untersucht. Reale Anlagen eignen sich nur bedingt für diese Forschung. Zum einen sind Untersuchungen an realen Anlagen in beiden Fällen mit extrem hohen Kosten verbunden. Gleichzeitig ist der Erkenntnisgewinn gering, da einzelne Strömungsphänomene in realen Anlagen in der Regel nicht isoliert beobachtet oder künstlich angefacht werden können. In Anlehnung an den *International Workshop on Measurement and Computation of Turbulent Nonpremixed Flames* werden stattdessen gut zugängliche Modellflammen definiert, die im Labormaßstab die Charakteristiken realer Gasturbinenbrennkammern aufweisen [140]. Für eine umfassende Übersicht über numerische Arbeiten auf diesem Gebiet wird auf die Arbeit von Gicquel verwiesen [57]. Die experimentellen Untersuchungen wurden 2015 von Al-Abdell und Masri zusammengefasst [3]. Die Untersuchungen basieren auf zeitlich und räumlich aufgelösten Messungen der Geschwindigkeitsfelder, Speziesmassenbrüchen und Temperaturen mithilfe von laseroptischen Messverfahren [83, 125]. Untersucht wurden sowohl vorgemischte als auch partiell- oder nichtvorgemischte Konfigurationen an verschiedenen Drallbrennern.

Hervorzuheben sind in diesem Kontext die sehr umfangreichen Arbeiten am DLR-Dual-Swirl-Brenner. Aktuelle Messungen umfassen sowohl Mittelwert und Schwankungsgrößen der Geschwindigkeit, Temperatur und Spezieskonzentration [149], als auch dynamische Strömungsphänomene durch phasengemittelte [8] und zeitaufgelöste bildgebende Messmethoden [23]. Messungen unter erhöhter Komplexität, bei erhöhten Druck- und Temperaturrandbedingungen, wurden von Janus [75, 76] und Boxx [22] durchgeführt.

Neben dem Modellflammen-Ansatz existieren zahlreiche weitere Untersuchungen, meist auf Basis industrienaher Brenner- und Flammrohrkonfigurationen. Als Beispiele sind die Arbeit von Temme et al. [138] oder Färber et al. [47] zu nennen, die mit vergleichbaren Methoden die Stabilisierung pilotiert vorgemischter Flammen untersuchen.

Im Gegensatz zur vorliegenden Arbeit stehen bei allen oben aufgeführten Untersuchungen die Schnittstelle zwischen Drallerzeuger und Flammrohr im Fokus. Einflüsse der Flamme auf die Brennraumwände werden nicht untersucht. Der Einfluss von Wärmeverlusten auf die Topologie der Flamme durch eine gekühlte Wand wurde von Guiberti et al. [62] untersucht.

Experimentelle Untersuchung von Wandkühlung

Durch den Wechsel von der Fett-Mager-Verbrennung zur Mager-Verbrennung sinkt die Verfügbarkeit der Luft, die zur Kühlung der Brennraumwände genutzt werden kann [124]. Um dennoch eine ausreichende Temperaturabsenkung und somit Zeitstandfestigkeit der Brennkammer zu erreichen, müssen effektive Kühltechniken entwickelt werden [103]. Erschwerend kommt hinzu, dass die Temperatur der Kühlluft mit steigendem Druckverhältnis ebenfalls ansteigt. Analog zu dem Entwicklungsprozess bei Verbrennungssystemen ist eine Untersuchung an realen Brennkammern aufgrund der hohen Kosten und der schlechten Zugänglichkeit nicht zielführend. Stattdessen werden Untersuchungen an vereinfachten Versuchsanlagen durchgeführt.

Behrendt und Hassa klassifizieren die Versuchsanlagen in drei Kategorien steigender Komplexität [15]. In Prüfständen der ersten Kategorie wird die Wandkühlung in nicht reagierender Strömung untersucht. Die Randbedingungen realer Anlagen werden durch dimensionslose Kennzahlen wie beispielsweise die Reynolds-, Nusselt- und Biot-Zahl ausgedrückt und in entsprechend skalierten Prüfständen nachgestellt. Über ein Superpositionsprinzip von Wärmeübergang und Mischung von Kühlluft und Heißgas (Filmkühleffektivität) kann auf die Wandtemperatur in realen Anlagen geschlossen werden [60]. Die Versuchsanlagen zeichnen sich im Allgemeinen durch eine exzellente Zugänglichkeit und gut kontrollierbare Randbedingungen aus. Frühe Untersuchungen von Goldstein [58], Metzger [104] und Le Brocq [90] untersuchten die Filmkühleffektivität und den Wärmeübergang in Abhängigkeit von Ausblaserate, Impulsverhältnis und Art der Kühlluft einbringung in homogen durchströmten Windkanälen. In den Arbeiten von Thole [139], Gritsch [61] und Matiny [100] werden der Einfluss der Anströmung der Bohrungen, die Bohrungsgeometrie sowie der interne Wärmeübergang in den Bohrungen untersucht. In aktuellen Veröffentlichungen wird die Interaktion der Kühlluft mit brennkammertypischen Strömungsfeldern thematisiert. Wurm [157] und Andreini [7] untersuchten dazu in isotherm durchströmten Mehrsektorkaskaden den Einfluss industrienaher Drallbrenner auf die Wandkühlung.

Die Prüfstände der zweiten Kategorie erlauben Untersuchungen bei realistischen Dichte- und Temperaturverhältnissen zwischen Heißgas und Kühlluft. Durch eine Flamme stromauf der Kühlgeometrie werden Abgase produziert und in die Testsektion geleitet. Die räumliche Trennung der Flamme vom Messobjekt erlaubt eine gute experimentelle und numerische Zugänglichkeit. Behrendt untersuchte an einem Prüfstand der zweiten Kategorie den Einfluss des Bohrungswinkels und Maßnahmen zur Optimierung des Wärmeübergangs an der Kaltgasseite [16]. Weitere Untersuchungen wurden von Leger [92] durch-

geführt. Im Vergleich zu Prüfständen der ersten Kategorie steigen die Betriebskosten. Die hohen Temperaturen schränken zudem die einsetzbaren Messtechniken ein. Fluktuationen in der Wärmefreisetzung sowie Strahlung werden nicht berücksichtigt.

An den Prüfständen der dritten Kategorie werden die Randbedingungen der realen Fluggas-turbinenbrennkammer möglichst exakt wiedergegeben. Das Testobjekt liegt innerhalb des Brennraums. Konvektions- und Strahlungswärmeübertragung werden komplett abgebildet. Sowohl das Strömungsfeld als auch die Wärmefreisetzung sind hoch instationär. Der Kontakt zwischen Flamme und der gekühlten Wand ist möglich. Die Zugänglichkeit dieser Prüfstände ist meist stark eingeschränkt. Gerendas beschreibt in [55] die Messung der Wandtemperatur in einer Ringbrennkammer. Die detaillierteste Untersuchung von Wandkühlung in einer Versuchsanlage der dritten Kategorie wurde 2012 von Lange et al. veröffentlicht [87]. Mit laseroptischen Messverfahren wurden die Strömungsgeschwindigkeit sowie die Spezieskonzentration des OH-Radikals oberhalb einer Kühlgeometrie in einer partiell vorgemischten Brennkammer untersucht. Messungen des Temperaturfelds in der Gasphase oder der Wandtemperatur werden jedoch nicht beschrieben.

Je nach Kategorie der Versuchsanlage kommen unterschiedliche Messtechniken zum Einsatz. Entscheidend sind die Zugänglichkeit sowie der Temperaturbereich in der Versuchsanlage. Historisch bedingt spielen in den Prüfständen der ersten Kategorie invasive Messtechniken eine große Rolle. Geschwindigkeitsmessungen mittels Mehrlochstaudrucksonden und Wand- bzw. Gastemperaturmessungen über Thermoelemente werden heute jedoch seltener eingesetzt [151]. Nichtinvasive optische Techniken gewinnen auch hier an Bedeutung. Als Geschwindigkeitsmesstechnik ist die Particle Image Velocimetry sehr verbreitet. Die Filmkühleffektivität kann wahlweise über druck- (PSP) oder temperatursensitive (TSP) Farben [96] bestimmt werden. Zur Messung des Wärmeübergangskoeffizienten werden häufig die Lumineszenzeigenschaften von Flüssigkristallen (TLC) verwendet [74].

Durch die stark erhöhten Temperaturen in den Prüfständen der Kategorie zwei können weder die intrusiven Messtechniken noch die optischen Messtechniken über PSP, TSP oder TLC eingesetzt werden. Schulz schlägt zur Wandtemperaturmessung bildgebende Infrarotthermometrie vor. Durch eine in-situ Kalibration können Genauigkeiten von bis zu 0,5 K [123] erreicht werden.

In den Prüfständen der dritten Kategorie sind die Möglichkeiten weiter eingeschränkt. Wandtemperaturmessungen mithilfe von IR-Techniken können aufgrund spektraler Interferenz mit Flammen bzw. Rußleuchten nicht eingesetzt werden. Feist setzt thermographische Phosphore in einem Prüfstand der dritten Kategorie ein [49]. Ist kein optischer Zugang vorhanden, können Thermalfarben verwendet werden [55].

1.3 Zielsetzung

Ziel dieser Arbeit ist die Charakterisierung der Interaktion zwischen einer Drallflamme und dem Kühlfilm einer effusionsgekühlten Wand. Im Detail wird die Frage betrachtet, inwiefern der Wechsel von pilotierter Flamme zur mager vorgemischten Verbrennung den Wandkühlfilm und die Wandtemperatur beeinflusst. Zur Beantwortung dieser Frage wird das Strömungsfeld, die Wand- sowie die Gasphasentemperatur mittels laserbasierten Messmethoden im Gebiet des Flamme-Wand-Kontakts vermessen. Zudem soll eine Datenbasis zur Validierung numerischer Simulationen von Wandkühlung unter realitätsnahen Betriebsbedingungen aufgebaut werden. Die Beispiele in Abschnitt 1.2 zeigen, dass eine solche Datenbasis bisher nicht existiert.

Die Grundlage dieser Untersuchungen wird mit dem Aufbau einer Versuchsanlage zur möglichst realistischen Nachahmung der thermodynamischen und strömungsmechanischen

Randbedingung einer Fluggasturbinenbrennkammer mit effusionsgekühlter Brennraumwand gelegt. In der Klassifizierung von Behrendt entspricht dies einer Anlage der Kategorie drei. Zur Durchführung von laseroptischen Messmethoden ist ein möglichst vollständiger optischer Zugang vorgesehen. Charakteristische Merkmale sind die Flammenstabilisierung durch die drallinduzierte Rezirkulation von heißem Abgas, eine Vorwärmung der Verbrennungs- und Kühlluft sowie der erhöhte Analgeninnendruck. Besonderes Augenmerk gilt der Reproduzierbarkeit der Randbedingungen. Zur Charakterisierung der Unterschiede zwischen der pilotierten und mager vorgemischten Konfiguration wird zudem die Position der Hauptreaktionszone sowie das Strömungs- und Temperaturfeld in der Nähe des Drallbrenners untersucht.

1.4 Struktur der Arbeit

Die Arbeit ist in acht Kapitel unterteilt. Nach den einleitenden Worten folgt in Kapitel zwei eine kurze Einführung in die **theoretischen Grundlagen** der strömungsmechanischen Vorgänge in Fluggasturbinenbrennkammern. Beginnend mit den Erhaltungsgleichungen zur Beschreibung turbulenter, reaktiver Strömungen werden Begriffe aus der Reaktionskinetik und der Flammentheorie eingeführt. Weitere Themen umfassen die Beschreibung von Drallströmungen sowie Techniken zur Wandkühlung. Ein wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit ist der Aufbau der Versuchsanlage. Im dritten Kapitel werden die Infrastruktur, das Konzept des **Eindüsenektor Prüfstands** sowie die Steuerung und Regelung der Versuchsanlage in detaillierter Form beschrieben. Das vierte Kapitel behandelt die theoretischen **Grundlagen der eingesetzten Messmethoden**. Beginnend mit der Klassifizierung von Licht-Materie-Wechselwirkungen wird die Geschwindigkeitsmessung durch Particle Image Velocimetry, die Konzentrationsmessung mithilfe Laserinduzierter Fluoreszenz, die Wandtemperaturmessung basierend auf dem Lumineszenzverhalten thermographischer Phosphore sowie abschließend die Gasphasenthermometrie mittels kohärenter Anti-Stokes-Raman-Spektroskopie vorgestellt. Das folgende Kapitel behandelt das **Betriebsverhalten der Versuchsanlage**. Neben Untersuchungen zur Reproduzierbarkeit der Randbedingungen wird der Betriebspunkt der folgenden Messungen vorgestellt. Die praktische Umsetzung der laseroptischen Messtechniken wird im sechsten Kapitel erläutert. Neben den **Versuchsaufbauten** und dem untersuchten Parameterraum wird die Auswertung der Messdaten sowie eine Fehlerbetrachtung detailliert beschrieben. Die **Ergebnisse und Diskussionen** aus den Voruntersuchungen, der Prüfstandscharakterisierung im isothermen sowie reaktiven Betrieb und der Messungen in Wandnähe werden im siebten Kapitel vorgestellt. Zum Abschluss wird die Arbeit in Kapitel acht zusammengefasst und ein Ausblick auf mögliche zukünftige Projekte gegeben.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung von turbulenten Strömungen, Verbrennung und Wandkühlung gelegt. Die Beschreibung ist daher auf die im Zuge dieser Arbeit verwendeten Größen und Phänomene reduziert. Zur vollständigen Beschreibung der Themen wird in den jeweiligen Kapiteln auf weiterführende Literatur verwiesen.

2.1 Turbulente Strömung

Im Folgenden Abschnitt wird eine kurze Einführung in die Beschreibung turbulenter Strömungen gegeben. Grundlegende Annahme ist die Gültigkeit der Kontinuumsannahme, da dies die Beschreibung der Strömung anhand makroskopischer Größen wie Dichte, Temperatur und Druck ermöglicht. Die Annahme ist gerechtfertigt, da in den hier betrachteten Strömungsmaschinen die mittlere freie Weglänge der einzelnen Moleküle wesentlich kleiner ist als die kleinsten auftretenden Längenskalen. Die mathematische Beschreibung von Strömungsfeldern folgt anhand der Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie [131].

Nahezu allen technischen Feuerungssystemen liegen turbulente Strömungen zugrunde. Unter dem Begriff der Turbulenz wird die regellose und dreidimensionale Schwankung einer Strömungsgröße bezeichnet. Durch Strömungsinstabilitäten werden Wirbel generiert welche in einer Kaskade aus immer kleiner werdenden Wirbel zerfallen, bis sie durch viskose Reibung in Wärme dissipiert werden [114]. Die bekannteste mathematische Beschreibung zur Quantifizierung der Turbulenz ist die von Osborne Reynolds 1883 eingeführte Reynolds-Zahl [118].

$$Re = \frac{lv}{\nu} \sim \frac{\text{Trägheitskräfte}}{\text{Zähigkeitskräfte}} \quad (2.1)$$

Die Reynolds-Zahl beschreibt das Verhältnis von Trägheitskräften zu Zähigkeitskräften. Für nicht turbulente Strömungen dominiert die Reibung bzw. Zähigkeit, beschrieben durch die dynamische Viskosität des Fluids. In der Strömung auftretende Störungen kleiner Amplitude werden unterhalb einer kritischen Reynolds-Zahl durch die Viskosität gedämpft. Die Strömung wird als laminar bezeichnet. Überschreiten die Instabilitäten eine kritische Amplitude, beginnt der Umschlag zur turbulenten Strömung. Die Trägheitskräfte überwinden die rückstellende Wirkung der Reibungskraft. Die ersten Wirbel entstehen. Die hohe Relevanz in technischen Systemen ergibt sich durch die starke Förderung von Transport und Mischungsphänomenen in den Scherschichten dieser Wirbel. Eine umfassende Beschreibung von Turbulenz kann bei Pope nachvollzogen werden [114].

2.1.1 Navier-Stokes-Gleichungen

Die mathematische Beschreibung der Transportphänomene in einer turbulenten Strömung erfolgt mithilfe eines Gleichungssystems aus nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen (PDL) zweiter Ordnung. Diese werden auch als Navier-Stokes-Gleichungen (NS) bezeichnet³. Der Aufbau einer nichtlinearen PDL ist im Allgemeinen aus vier Termen zusammengesetzt.

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varphi)}_A + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_j \varphi)}_B = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\pi \frac{\partial}{\partial x_j} \varphi \right)}_C + \underbrace{S_\varphi}_D \quad (2.2)$$

Für eine transportierte Größe φ der Massendichte ρ wird die zeitliche Änderung in einem Kontrollvolumen durch den instationären Term A beschrieben. Der Term B beschreibt den konvektiven Transport in alle drei Raumrichtungen j in Abhängigkeit der Geschwindigkeit v_j . Der Ausgleich von Gradienten in der Verteilung von φ wird durch den Term C beschrieben. Abschließend bleiben die Quellterme D, die eine Produktion oder Vernichtung der Transportgröße φ beschreiben. Für die Beschreibung der Gleichung wird die Einsteinsche Summenkonvention verwendet. An dieser Stelle soll noch das Kronecker-Symbol δ_{ij} eingeführt werden. Für den Fall $i = j$ nimmt δ_{ij} den Wert 1 an, ansonsten hat es den Wert Null.

Isotherme Strömung

In den hier beschriebenen technischen Systemen findet keine Fusion oder Spaltung von Elementen statt. Daher gilt die Massenerhaltung. Für den Transport von Masse folgt aus der Massenerhaltung die Kontinuitätsgleichung 2.3.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_j) = 0 \quad (2.3)$$

Die Impulserhaltungsgleichung folgt aus der Kräftebilanz an einem Fluidelement. Die Bilanz von Oberflächenkräften, verursacht durch das Druckfeld p , und Körperkräfte aus der Erdbeschleunigung g führt auf die Gleichung

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_j) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_j. \quad (2.4)$$

Der Schubspannungstensor τ_{ij} wird für Newtonsche Fluide durch die kinematische Viskosität und die Geschwindigkeitsgradienten beschrieben.

$$\tau_{ij} = \rho \nu \left[\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \quad (2.5)$$

Das Gleichungssystem aus den Gleichungen 2.3 und 2.4 beschreibt im dreidimensionalen Raum ($j = 1, 2, 3$) ein System aus vier Gleichungen bei sechs unbekannten v_j , ρ , p und ν . Für isotherme Strömungen ist die Viskosität eine Materialkonstante $\nu = \mathcal{F}(T)$. Unter Vernachlässigung akustischer Effekte, Druckänderungen im Kontrollvolumen oder Strömungsgeschwindigkeiten im Bereich der Schallgeschwindigkeit ($v < 0,3Ma$) kann die Dichte ebenfalls als konstant angesehen werden. Das Gleichungssystem ist demnach bestimmt und lösbar.

³Historisch umfasst die Bezeichnung nur die Transportgleichungen für den Impuls einer Strömung. Heute wird es als Synonym für das Gleichungssystem aus Masse-, Impuls- und Energieerhaltung verwendet.

Reagierende Strömung

In reaktiven Strömungssystemen ist die Temperatur keine Konstante. Somit treffen die Annahmen von konstanter Dichte und Viskosität nicht mehr zu. Zur Schließung des Gleichungssystems werden zusätzliche Größen benötigt. Des Weiteren sind chemische Reaktionen stark temperatur- und konzentrationsabhängig, weswegen die Transportgleichungen für Energie und Spezieskonzentration eingeführt werden.

Gleichung 2.6 beschreibt den Transport für einen beliebigen Massenbruch eines in der Strömung vorkommenden Moleküls.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho Y_k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho Y_k v_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \underbrace{\left(\rho D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \right)}_{=-J_{\alpha,j}} + \dot{\omega}_k \quad (2.6)$$

Im Gegensatz zu der in Gleichung 2.2.3 beschriebenen Gesamtmasse kann sich die Konzentration der Spezies k mit der Zeit ändern. Neben dem konvektivem und instationären Term taucht daher der Quellterm $\dot{\omega}_k$ auf. Je nach Vorzeichen beschreibt dieser die Zunahme oder Abnahme der Spezies k . Änderungen in der lokalen Konzentration führen zu Diffusionsprozessen. Der Ausgleich der Konzentrationsunterschiede wird durch den diffusiven Term beschrieben. Der molekulare Diffusionsfluss $-J_{k,j}$ beinhaltet den Diffusionskoeffizienten D_k , der eine mischungsabhängiger Parameter ist.

Die Energieerhaltung des Systems wird wahlweise über die Enthalpie oder die innere Energie des Systems bilanziert. Aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik folgt für den Transport der Enthalpie die Gleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho h v_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \underbrace{\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} - \sum_{\alpha} h_{\alpha} J_{\alpha,j} \right)}_{=-J_{h,j}} + \dot{q}_r + \Psi. \quad (2.7)$$

Als Quellterme bzw. Senken treten der Strahlungsterm \dot{q}_r sowie der Quellterm für dissipation induzierte Erwärmung durch Reibung Ψ in Erscheinung. Die Energiewandlung durch chemische Reaktionen ist in der Formulierung des molekularen Transporters $-J_{h,j}$ über die speziesabhängige Enthalpie h_k und die Wärmeleitung λ enthalten. Für ideale Gase ist die Enthalpie der Spezies k über die Wärmekapazität $c_{p,k}(T)$ an die Temperatur T gekoppelt.

$$h_{\alpha} = h_{k,\text{Ref}} + \int_{T_{\text{Ref}}}^T c_{p,k} dT. \quad (2.8)$$

Zur Schließung des Gleichungssystems werden im Weiteren die thermische Zustandsgleichung sowie eine Formulierung der Quellterme $\dot{\omega}_{\alpha}$ benötigt. Als thermische Zustandsgleichung kann unter gasturbinentypischen Bedingungen die ideale Gasgleichung verwendet werden. Auf die Formulierung der Quellterme wird in Abschnitt 2.2 eingegangen.

2.1.2 Statistische Beschreibung

Trotz der turbulenten Schwankungen in den Momentanwerten handelt es sich bei den untersuchten Prozessen um statistisch stationäre Vorgänge. Eine Möglichkeit diese zu

beschreiben besteht in der Zerlegung der Größen in den konstanten Mittelwert $\bar{\varphi}$ und die zeitabhängige Fluktuation $\varphi'(t)$. Das Verfahren wird als Reynolds-Zerlegung bezeichnet.

$$\varphi(t) = \bar{\varphi} + \varphi'(t) \quad (2.9)$$

Der Mittelwert wird durch die Integration der Momentanwerte über einen Beobachtungszeitraum Γ gebildet. Für einen konvergierten Mittelwert muss die Integrationsdauer vielfach höher sein als das integrale Zeitmaß des Prozesses.

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{\Gamma} \int_{t_0}^{t_0+\Gamma} \varphi(t) dt. \quad (2.10)$$

Gleichung 2.9 beschreibt eine kontinuierliche Integration im Zeitraum Γ . In der praktischen Anwendung findet jedoch eine diskrete Stichprobenentnahme mit einer Abtastfrequenz f_{Rec} statt. Innerhalb des Integrationszeitraums Γ werden demnach $n = \frac{\Gamma}{f_{\text{Rec}}}$ Stichproben entnommen. Der diskrete Mittelwert berechnet sich über den Zusammenhang

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{n} \sum_{n=0}^{n-1} \varphi(t_0 + n \frac{1}{f_{\text{Rec}}}) \quad (2.11)$$

Durch Umstellen der Gleichung 2.9 kann der Betrag der Fluktuation aus der Subtraktion von Stichprobenwert und Mittelwert berechnet werden. Anschaulicher ist jedoch die Streuung der Momentanaufnahmen um den Mittelwert. Diese kann über die Standardabweichung aus den Fluktuationen berechnet werden.

$$\sigma(\varphi') = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=0}^{N-1} \varphi'^2(t_0 + n \frac{1}{f_{\text{Rec}}})} \quad (2.12)$$

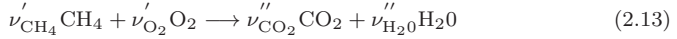
2.2 Grundlagen technischer Verbrennung

Als Verbrennung wird die Oxidationsreaktion zwischen einem Brennstoff und einem Oxidator unter Abgabe chemisch gebundener Energie an das umgebende Fluid bezeichnet. Der Oxidator liegt in dieser Arbeit in Form des in Luftsauerstoffs vor. Als Brennstoff wird Erdgas mit einem Methangehalt $> 90\%$ verwendet. Im Folgenden wird zunächst das Äquivalenzverhältnis sowie Grundbegriffe der Reaktionskinetik am Beispiel eines Einschritt-Mechanismus erläutert. Anschließend werden die Begriffe der Diffusion- und Vormischflamme definiert. Die Definition der Begriffe sind an das Standardwerk von Warnatz [147] angelehnt. Detaillierte Informationen zur Beschreibung der Reaktionskinetik sind bei Poinot [113] zu finden.

2.2.1 Äquivalenzverhältnis

Stoßen auf molekularer Ebene Brennstoff und Oxidator Moleküle mit ausreichend hoher Energie zusammen, setzt eine chemische Reaktion ein, die als Verbrennung bezeichnet wird. Unter der Freisetzung von Wärme reagieren die Reaktanden zu Produkten. Die

Ein-Schritt-Reaktion mit den Reaktanden Methan (CH_4) und Sauerstoff (O_2) und den Produkten Wasserdampf (H_2O) und CO_2 wird durch die Gleichung 2.13 beschrieben.



Die Anzahl der beteiligten Moleküle wird durch die stöchiometrischen Koeffizienten der Reaktanden ν'_i und Produkte ν''_i beschrieben. Stehen exakt so viele Oxidator-Moleküle zur Verfügung wie zur vollständigen Umsetzung der Brennstoff-Moleküle benötigt werden ($\nu'_{\text{CH}_4}=1, \nu'_{\text{O}_2}=2, \nu''_{\text{CO}_2}=1, \nu''_{\text{H}_2\text{O}}=2$), wird dies als stöchiometrische Verbrennung bezeichnet. Über die molare Masse M_i sind die stöchiometrischen Koeffizienten mit der Masse der beteiligten Spezies nach $m_i = \nu'_i M_i$ verknüpft. In Abhängigkeit des Sauerstoff Massenbruch in Luft Y_{L,O_2} berechnete sich der Luftbedarf L_{St} einer stöchiometrischen Verbrennung nach

$$L_{\text{St}} = \frac{\nu'_{\text{O}_2}}{\nu'_{\text{CH}_4}} \frac{M_{\text{O}_2}}{M_{\text{CH}_4}} \frac{1}{Y_{\text{L},\text{O}_2}} \left[\frac{\text{kgLuft}}{\text{kgCH}_4} \right]. \quad (2.14)$$

Als das Äquivalenzverhältnis Φ wird das Verhältnis zwischen dem stöchiometrischen Luftbedarf und dem tatsächlich vorliegenden Luftangebot bezeichnet.

$$\Phi = \frac{L_{\text{St}}}{L} = \frac{(Y_{\text{L}}/Y_{\text{CH}_4})_{\text{St}}}{Y_{\text{L}}/Y_{\text{CH}_4}} \quad (2.15)$$

Für Äquivalenzverhältnisse $\Phi > 1$ sind mehr Brennstoff-Moleküle als die benötigte Anzahl an Oxidatoren vorhanden. Nach dem Umsatz aller Sauerstoff-Moleküle bleibt ein Überschuss an nicht reagiertem Brennstoff vorhanden. Die Verbrennung wird in diesem Fall als fett bezeichnet. Bei der Magerverbrennung mit $\Phi < 1$ wird der gesamte Brennstoff im betrachteten Volumen unter Sauerstoffüberschuss umgesetzt.

2.2.2 Reaktionskinetik

Die Reaktionskinetik liefert die Quellterme $\dot{\omega}_\alpha$ zur Schließung der Spezies- und Energieerhaltungsgleichung aus Abschnitt 2.1.1. Ein Quellterm ω_k beschreibt die Massenänderung der Spezies k in einem Messvolumen dV pro Zeiteinheit.

$$\dot{\omega}_k = M_\alpha \frac{dc_\alpha}{dt} \quad (2.16)$$

Allgemein wird die Reaktionsgeschwindigkeit von Reaktanden in Produkte durch ein Gleichgewicht zwischen Vorwärts- und Rückwärtsreaktion beschrieben.

$$r = r_{\text{vor}} - r_{\text{rück}} \quad (2.17)$$

Die Geschwindigkeiten einzelner Reaktionen ist von der Anzahl der möglichen Stoßpartner, beschrieben durch die Stoffmengenkonzentration c , sowie der Umgebungstemperatur T abhängig. Der Temperatureinfluss wird durch den temperaturabhängigen Proportionalitätsfaktor k_{vor} ausgedrückt. Für die Umsetzung von CH_4 und O_2 wird die Vorwärtsreaktion durch Gleichung 2.18 beschrieben.

$$r_{\text{vor}} = k_{\text{vor}} c_{\text{CH}_4}^{\nu'_{\text{CH}_4}} c_{\text{O}_2}^{\nu'_{\text{O}_2}} \quad (2.18)$$

Der Vorfaktor k_{vor} wird mithilfe des Arrhenius Ansatzes in Abhängigkeit der Temperatur T sowie der reaktionsspezifischen Aktivierungsenergie E sowie den reaktionsspezifischen Faktoren A und β beschrieben. Die Aktivierungsenergie E muss überschritten werden, um die Reaktion in Gang zu setzen. A beschreibt bei der Reaktion von bi- und trimolekularen Reaktanden ein Maß für die Stöße pro Zeiteinheit.

$$k_{\text{vor}} = A T^{\beta} e^{-\frac{E}{RT}} \quad (2.19)$$

Die Geschwindigkeit der Rückwärtsreaktion $r_{\text{rück}}$ wird analog zur Vorwärtsgeschwindigkeit aus den stöchiometrischen Koeffizienten der Produkte und des Proportionalitätsfaktors der Rückwärtsreaktion $k_{\text{rück}}$ bestimmt. Aus der Reaktionsgeschwindigkeit ergeben sich die Konzentrationsänderungen der beteiligten Moleküle zu

$$-\frac{1}{\nu'_{\text{CH}_4}} \frac{dc_{\text{CH}_4}}{dt} = -\frac{1}{\nu'_{\text{O}_2}} \frac{dc_{\text{O}_2}}{dt} = -\frac{1}{\nu''_{\text{CO}_2}} \frac{dc_{\text{CO}_2}}{dt} = -\frac{1}{\nu''_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{dc_{\text{H}_2\text{O}}}{dt} = r. \quad (2.20)$$

Die Bestimmung der Quellterme erfolgt anschließend aus Gleichung 2.16.

Der beschriebene Ein-Schritt-Mechanismus ist eine starke Vereinfachung der ablaufenden Vorgänge. Die Umsetzung von Brennstoff und Oxidator geschieht in der Realität durch eine mehrfach verzweigte Kette von Elementarreaktionen. Die detaillierte Beschreibung umfasst bei der Verbrennung von Methan mehr als $N_e = 300$ Einzelreaktionen mit über $N_s = 50$ Zwischenspezies [128]. Die Berechnung der Reaktionsgeschwindigkeiten für N_s Spezies bei N_e Einzelreaktionen erfolgt durch die Gleichungen 2.21 und 2.22.

$$r_e = k_{\text{vor},e} \prod_{k=1}^{N_s} c_k^{\nu'_{k,e}} - k_{\text{rück},e} \prod_{k=1}^{N_s} c_k^{\nu''_{k,e}} \quad (e = 1, 2, \dots, N_e) \quad (2.21)$$

$$\frac{dc_k}{dt} = \sum_{e=1}^{N_r} (\nu''_{k,e} - \nu'_{k,e}) r_e \quad (k = 1, 2, \dots, N_s) \quad (2.22)$$

Die häufigsten Reaktionspfade sind in Abbildung 2.1 dargestellt. In roter Schrift hervorgehoben ist das Hydroxyl-Radikal (OH). Es tritt in einer Vielzahl von Einzelreaktionen als Stoßpartner oder Zwischenprodukt in Erscheinung. Da es spektroskopisch gut zugänglich ist, wird es häufig als Marker für die Reaktionszone einer Flamme verwendet [20].

2.2.3 Diffusionsflammen

Je nach Gemischzustand werden bei der Beschreibung von Flammen zwei Extremformen unterschieden: Die Diffusionsflamme und die Vormischflamme.

Bei der Diffusionsflamme werden Brennstoff und Oxidator getrennt in den Brennraum eingebracht. In Abbildung 2.2 ist dies in der linken Abbildung schematisch dargestellt. Brennstoff und Oxidator propagieren aufeinander zu. Aufgrund von Diffusion und Konvektion bildet sich in einem lokal eng begrenzten Gebiet ein brennfähiges Gemisch. Die Mischung der Stoffströme wird über den normierten Mischungsbruch f beschrieben. Ausgehend von den Elementarmassenbrüchen

$$Z_{\alpha} = \sum_{k=1}^N m_{\alpha,k} Y_k \quad (\alpha = 1, 2, \dots, N_{\alpha}) \quad (2.23)$$

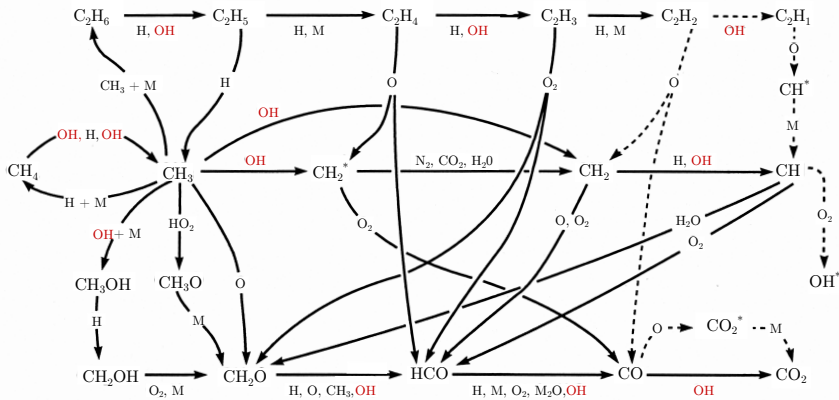


Abbildung 2.1: Teilschrittreaktionen bei der CH_4 -Verbrennung. Die Darstellung basiert auf der Simulation einer frei propagierenden CH_4 -Flamme anhand des GRI-Mech-1.2 C(1)C(2) Mechanismus [52]. Reaktionspfade mit einer Reaktionsrate $< 10^{-6} \text{ mol/cm}^2 \text{ s}$ sind nicht dargestellt. Die gestrichelten Linien zeigen Reaktionspfade, die trotz der geringen Reaktionsrate aufgeführt sind. Das Hydroxyl Radikal ist in rot hervorgehoben. Darstellung und Beschreibung reproduziert aus [106].

ist der normierte Mischungsbruch in einem Zweistoffsystem durch

$$f = \frac{Z_\alpha - Z_{\alpha,\infty}}{Z_{\alpha,0} - Z_{\alpha,\infty}} \quad (2.24)$$

definiert. Die Zustände $Z_{\alpha,\infty}$ und $Z_{\alpha,0}$ beschreiben dabei die Massenbrüche in reinem Brennstoff respektive reinem Oxidator.

Die Reaktion kann nur in der Zone stattfinden, in der ein brennfähiges Gemisch vorliegt. Wärme und Zwischenprodukte diffundieren aus der Flammenfront in beide Teilströme. Eine Fortbewegung der Flamme aus der Mischungszone ist nicht möglich. Diffusionsflammen weisen daher ein hohes Maß an Betriebssicherheit auf. Die Position der Flamme kann über die Kontrolle der Mischungszone festgelegt werden. Dem gegenüber steht eine erhöhte Schadstoffproduktion. Der Hauptumsatz, gekennzeichnet durch den CO_2 -Massenbruch in der Abbildung 2.2 rechts, findet bei stöchiometrischer Mischung ($f_{\text{CH}_4} = 0,055$) statt. Dies zieht hohe Flammentemperaturen und damit verbunden eine hohe Produktion an thermischem NO_x nach sich [159]. Die Reaktionen in überstöchiometrischen Gebieten ($f > 0,055$) führen aufgrund des Luftmangels zur erhöhter Rußproduktion.

2.2.4 Vormischflammen

Die Vormischflamme beschreibt den zweiten Extremfall der Mischung. Brennstoff und Oxidator werden molekular vorgemischt in den Brennraum eingebracht. Abbildung 2.3 zeigt eine schematische Darstellung sowie eine eindimensionale Simulation einer laminaren Vormischflamme bei stöchiometrischer Verbrennung. In ruhender Strömung kann die Flamme mit einer brennstoffabhängigen Geschwindigkeit, der laminaren Flammgeschwindigkeit

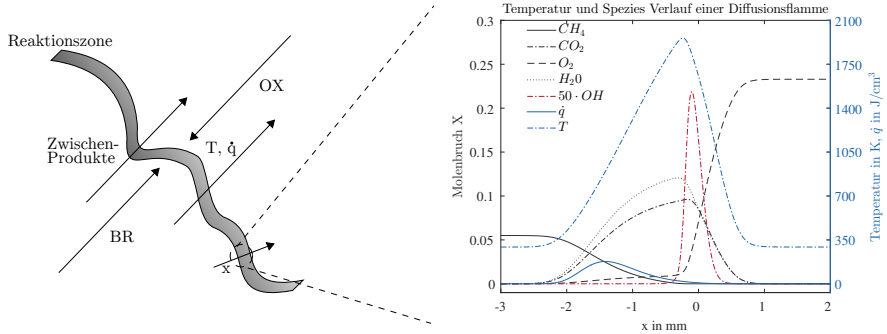


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung einer turbulenten Diffusionsflamme. Brennstoff (Br) und Oxidator (OX) werden in der Reaktionszone Gemischt. Wärme und (Zwischen)-Produkte diffundieren in beide Richtungen der Reaktionszone.

s_L , in das Gemisch propagieren. Strömen das Brennstoff-Luftgemisch laminar mit identischer Geschwindigkeit entgegen der Ausbreitungsrichtung $v = -s_L$, bildet sich eine stationäre Flammenfront. Die Flamme kann in drei Bereiche unterteilt werden.

- Die Vorwärmzone befindet sich vor der Flamme. Wärme und (Zwischen)Produkte diffundieren aus der Hauptreaktionszone ein und erhöhen die Temperatur. Erste Verbrennungsvorprodukte entstehen.
- Die Hauptreaktionszone ist durch den Hauptumsatz der Reaktanden gekennzeichnet. Charakteristisches Merkmal ist das Maximum der Wärmefreisetzung, sowie die steilen Gradienten der Temperatur und des OH-Radikals.
- In der Oxidationszone sind die Reaktanden weitestgehend umgesetzt. Radikale mit hoher Verweilzeit, wie beispielsweise CO , werden hier weiter die Endprodukte oxidiert, bis die Gleichgewichtskonzentration entsprechend der Abgastemperatur erreicht ist.

Bei turbulenter Anströmung interagieren die stochastischen Wirbel der Strömung mit der Flamme. Die Fläche der Flamme wird gefaltet, so dass auf der durchströmten Fläche A ein höherer Umsatz an Brennstoff erzielt wird. Die Position der Flammenfront im Raum bleibt bis zum Überschreiten einer maximalen Anströmgeschwindigkeit im Mittel stationär. Für den ruhenden Beobachter kommt dies einer Erhöhung der Flammengeschwindigkeit gleich. Nach der Beziehung

$$s_T = \frac{A}{A_T} s_L \quad (2.25)$$

mit den Flächen des durchströmten Querschnitts A und der gefalteten Flammenfläche A_T wird dies als turbulente Flammengeschwindigkeit bezeichnet. Für $s_T < v$ bewegt sich die Flamme mit der Strömung. Für $s_T > v$ propagiert die Reaktionsfront stromauf. Bei Vormischflammen besteht daher die Gefahr des Flammenrückschlags in stromauf gelegene Bauteile der Fluggasturbine. Durch die Kontrolle des Äquivalenzverhältnis bieten sie jedoch eine bessere Kontrolle über die maximalen Flammentemperaturen und somit über die NO_x Produktion.

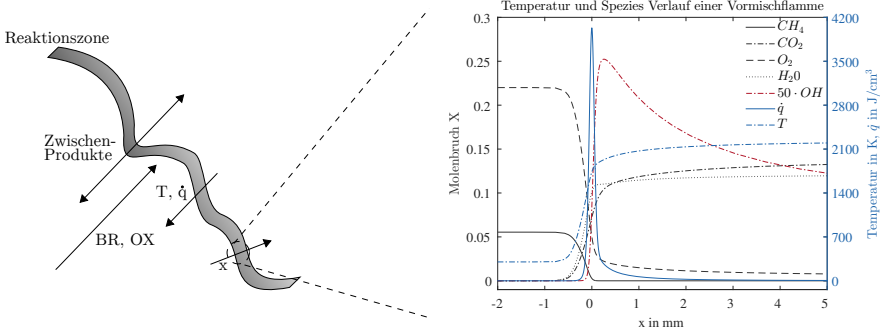


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung einer turbulenten Vormischflamme. Brennstoff und Oxidator liegen homogen gemischt vor. Die Flamme propagiert mit der turbulenten Flammengeschwindigkeit s_t in das Gemisch. Temperatur und (Zwischen-)Produkte diffundieren in die Vorwärmzone. Für $s_t = v$ nimmt die Reaktionszone ein statistisch stationären Ort ein.

2.3 Strömungsführung in Gasturbinenbrennkammern

Nach Bräunling sind die Ziele bei der Gestaltung von Fluggasurbinenbrennkammern unter anderem ein hoher Ausbrandgrad ($\eta_{\text{BK}} > 99\%$), ein gutes Zünd- und Wiederzündverhalten, die Flammenstabilisierung in einem möglichst breiten Arbeitsbereich, eine schadstoffarme Umsetzung der Reaktanden sowie geringe Abmessungen zur Gewichtsreduktion. Nahezu alle modernen Brennkammern erreichen diese Forderung durch die Flammenstabilisierung mithilfe einer hochverdichteten Brennraumströmung. Umfassende Betrachtungen von verdichteten Strömungen werden bei Escudier [42] und Lucca-Negro [97] durchgeführt. Auf die Beschreibung von kohärenten Strömungsstrukturen, wie beispielsweise dem präzederierenden Wirbelkern (PVC), wird in dieser Arbeit verzichtet, da diese Phänomene nicht Teil der Untersuchungen sind. Detaillierte Ausführungen zu kohärenten Strömungsstrukturen in nichtreagierenden sowie in reagierenden Strömungen werden ausführlich bei Syred [136] thematisiert.

2.3.1 Definition der Drallzahl

Wird einer axialen Grundströmung eine Geschwindigkeitskomponente tangential zur Ausbreitungsgeschwindigkeit aufgeprägt, entsteht eine Drallströmung. Die Bauteile zur Erzeugung der Drallkomponente werden in Abhängigkeit von dem Zustrom des Fluids als Radial- oder Axialdrallherzeuger bzw. Drallgitter bezeichnet. Allen Bauformen gemein ist die Umlenkung eines Teilstroms aus der Hauptströmungsrichtung in die Tangentialebene. Die Höhe der Drallkomponente beeinflusst maßgeblich das weitere Strömungsfeld und muss bei der Auslegung der Brennkammer berücksichtigt werden. Nach der Definition von Gupta kann das Maß der Verdrehung, im Weiteren als Strömungsdrallzahl S_{St} bezeichnet, durch das Verhältnis von Drehimpulsstrom G_Φ zu Axialimpulsstrom G_x beschrieben werden [63].

$$S_{St} = \frac{G_\Phi}{R G_x} \quad (2.26)$$

Die Größe R beschreibt ein charakteristisches Längenmaß des Drallerzeugers. In der Regel wird der Außenradius des Drallerzeugers herangezogen. Axial- und Drehimpulsstrom sind

in den Gleichungen 2.27 und 2.28 definiert.

$$G_x = \int_0^\infty \left[\rho \left(\overline{v_{ax}v_{ax}} + \overline{v'_{ax}v'_{ax}} \right) + (p - p_\infty) \right] r dr \quad (2.27)$$

$$G_\Phi = \int_0^\infty \left[\rho \left(\overline{v_{ax}v_{tan}} + \overline{v'_{ax}v'_{tan}} \right) \right] r^2 dr \quad (2.28)$$

Die Einflussgrößen sind die gemittelten Geschwindigkeiten in axialer v_{ax} und tangentialer v_{tan} Richtung, die gemittelten Fluktuationen der jeweiligen Geschwindigkeitskomponenten sowie der Einfluss des Druckfeldes. Der Druckterm kann aus den Bernoulli'schen Gleichungen abgeschätzt werden. Für gasturbinentypische Strömungsgeschwindigkeiten und Drücken ist der Term klein gegenüber den Geschwindigkeitstermen und kann vernachlässigt werden. Bei bekannter Dichte und der Messung aller Geschwindigkeitsterme kann die Drallzahl daher durch

$$S = \frac{\int_0^\infty \left[\rho \left(\overline{v_{ax}v_{tan}} + \overline{v'_{ax}v'_{tan}} \right) \right] r^2 dr}{R \int_0^\infty \left[\rho \left(\overline{v_{ax}v_{ax}} + \overline{v'_{ax}v'_{ax}} \right) \right] r dr} \quad (2.29)$$

angenähert werden.

Bei der Auslegung einer Brennkammer ist das Geschwindigkeitsfeld a-priori nicht bekannt. Abhängig von der Bauform kann die Drallzahl in diesem Fall durch geometrieabhängige Berechnungsvorschriften abgeschätzt werden [93] [91]. Die Drallzahl wird dann als geometrische oder theoretische Drallzahl S bezeichnet.

2.3.2 Drallinduziertes Strömungsfeld

Das typische Strömungsfeld in einer Fluggasturbinenbrennkammer ist in Abbildung 2.4 skizziert. Durch die Rotation um die Mittelachse wirkt auf die Fluidelemente in der verdrehten Rohrströmung eine Zentripetalkraft. In Abhängigkeit der radialen Auslenkung von der Mittelachse r und der Tangentialgeschwindigkeit v_{tan} bildet sich ein positiver Druckgradient in radialer Richtung.

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho v_{tan}^2}{r} \quad (2.30)$$

Auf der Mittelachse ($r = 0$) wird der Druck durch die Expansion abgesenkt. Entlang der Hauptströmungsrichtung bildet sich daher ein positiver Druckgradient $\frac{\partial p}{\partial x} > 0$. Ab einer kritischen Drallzahl, laut Gupta gilt für hohe Reynolds-Zahlen $S_{krit} = S > 0,6$, ist die Energie des Axialimpulsstroms nicht mehr ausreichend, um entgegen den axialen Druckanstieg zu strömen. Ein Teil der Strömung wird in der inneren Rezirkulationszone (IRZ) rezirkuliert und propagiert in Richtung Drallherzeuger. Das Phänomen wird auch als *vortex breakdown* bezeichnet. Bei der plötzlichen Querschnittserweiterung am Eintritt der verdrehten Kernströmung (KS) in das Flammrohr führt die Zentripetalkraft zu einer Expansion der Hauptströmung (HS) in radialer Richtung. Die Tangentialgeschwindigkeit nimmt dadurch ab und der axiale Druckgradient flacht ab. Die Ausdehnung der IRZ wird den Nulldurchgang des Druckgradienten, den Stagnationspunkt (SP) begrenzt. Die Lage dieses Punktes ist stark von der Strömungsführung am Austritt der Brennkammer und

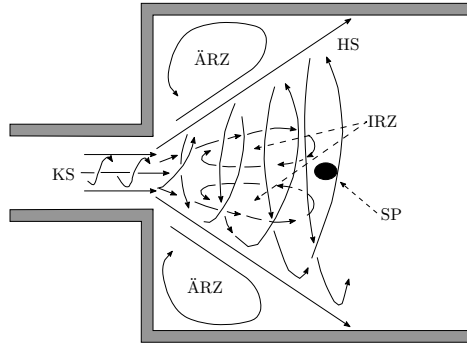


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des drallinduzierten Strömungsfelds. Drallgitter (D), verdrallte Rohrströmung (KS), expandierende Hauptströmung (HS), innere- und äußere Rezirkulationszone (ÄRZ, IRZ), Stagnationspunkt (SP), Struktur des Flammrohres in grau.

dessen Länge abhängig [41]. In eingeschlossenen Systemen bildet sich zudem eine äußere Rezirkulationszone (ÄRZ) in der Scherschicht zwischen den Flammrohrwänden und der Hauptströmung. Für die Verbrennung in Gasturbinenbrennkammern ergeben sich durch diese Strömungsphänomene eine Reihe Vor- aber auch einige Nachteile. Die Vorteile überwiegen jedoch. Die Rezirkulation von Wärme und Verbrennungs(Zwischen)produkten unterstützt maßgeblich die Stabilisierung der Flamme, da Stoß- und Reaktionspartner in die Zonen mit unverbranntem Gemisch zurückgeführt werden. Im Abschnitt 2.2.3 wird die Wichtigkeit der Mischung bei nichtvorgemischten Flammen hervorgehoben. Durch die hohen Geschwindigkeitsgradienten in der Scherzone zwischen der Hauptströmung und den inneren wie äußeren Rezirkulationsgebieten kommt es zu einer sehr schnellen Vermischung der Reaktanten durch turbulente Transportprozesse. Die Strömungsgeschwindigkeit in der Hauptströmung liegt in realen Anlagen im Bereich von 100 m/s. Die turbulente Brenngeschwindigkeit einer Vormischflamme ($St \approx \mathcal{O} 10^1 \cdot s_t$) ist im Vergleich ein bis zwei Größenordnungen kleiner. Eine Flamme könnte sich in der Brennkammer nicht stabilisieren. Innerhalb der Scherzone bilden sich jedoch Gebiete mit lokal niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten, die im Bereich der turbulenten Brenngeschwindigkeit liegen und eine Stabilisierung ermöglichen.

Nachteile ergeben sich vor allem bei der Vormischverbrennung. Durch die Rezirkulation besteht die Gefahr des Flammenrückschlags. In den Arbeiten von Konle et al. [85] und Heeger [70] werden verschiedene Rückschlagsmechanismen diskutiert. Zusätzlich können aero-akustische Instabilitäten durch das Zusammenspiel von kohärenten Strömungsstrukturen und instationärer Wärmefreisetzung angefacht werden. Beide Phänomene sind Gegenstand aktueller Forschungen.

2.4 Beschreibung von Wandkühlung

Die Aufgabe der Wandkühlung in Gasturbinen ist es, die Wand vor unzulässig hohen Betriebstemperaturen zu schützen. Die hohen Verbrennungstemperaturen liegen wesentlich oberhalb der zulässigen Materialgrenzen der Struktur [26]. Es herrscht ein stetiger Wärmestrom von der Innenseite des Flammrohres, auch Heißgasseite (Index h) genannt, in die Wand (Index w). Über die Kühlluft muss die Wand entweder isoliert oder die einge-

tragene Wärmemenge abgeführt werden. Klassische Filmkühlung bedient sich der ersten Methode. Die hier untersuchte Effusionskühlung macht sich beide Mechanismen zu Nutze. Durch eine Vielzahl an kleinen Bohrungen wird eine hohe Wärmeaustauschfläche innerhalb der Wand bereitgestellt. Ein nicht unerheblicher Teil der Kühlwirkung basiert auf der Wärmeübertragung in diesen Bohrungen. Am Austritt der Bohrungen etabliert sich ein Kühlluftfilm mit geringer Penetration der Hauptströmung, der die Wand zusätzlich isoliert [91].

Die Wärmeübertragung in einer realen Brennkammer ist ein äußerst komplexer und gekoppelter Prozess. In Abbildung 2.5 sind schematisch die Wärmeströmung in Abhängigkeit der geometrischen und strömungsmechanischen Parameter für ein Wandsegment skizziert.

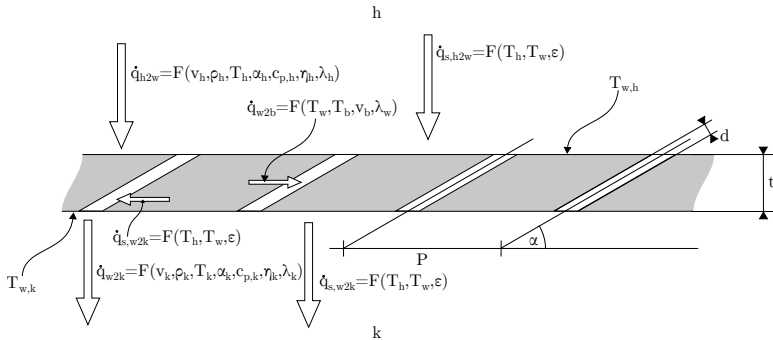


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Wandwärmeströme im Flammrohr. Gezeigt ist ein zweidimensionaler Schnitt durch ein Wandelement. Die laterale Ausdehnung mit dem lateralen Bohrungsabstand L ist nicht dargestellt. Die Wärmeströme \dot{q}_i sind abhängig von den Größen der Geschwindigkeiten v_i , Massendichten ρ_i , dynamischen Viskositäten η_i , Temperaturen T_i , Wärmetransportkoeffizienten α_i , der Wärmeleitfähigkeiten λ_i sowie den Emissionsgraden ϵ_i . Des weiteren haben die Geometriegrößen des Bohrungswinkels α , der laterale und axiale Bohrungsabstand L bzw. P sowie der Bohrungsdurchmesser d Einfluss auf die Wärmebilanz.

Die für die Auslegung einer Brennkammer entscheidende Größe ist die heißgasseitige Wandtemperatur $T_{w,h}$. Aus der Abbildung folgt, dass die Temperatur $T_{w,h}$ als Funktion des Wärmestroms von Heißgas zur Wand \dot{q}_{h2w} , von der Wand zur Kaltgasseite \dot{q}_{w2k} , dem Wärmestrom in der Wand \dot{q}_w sowie dem Wärmestrom von der Wand in die Kühlluftbohrungen \dot{q}_{w2b} abhängt. Zusätzlich treten noch die Wärmeströme durch Strahlungsaustausch $\dot{q}_{s,h2w}$, $\dot{q}_{s,w2k}$ und $\dot{q}_{s,w2b}$ auf. Typischerweise können nicht alle diese Größen messtechnisch erfasst werden. Wie in Abschnitt 1.2 erwähnt, bilden zum Einen nur ein kleiner Teil der Prüfstände zur Untersuchung die realen thermodynamischen Randbedingungen einer Brennkammer ab. Zum Anderen sind nicht alle Größen messtechnisch zugänglich. Vor allem die Zustände innerhalb der Bohrungen können bei realen Geometrien aufgrund der kleinen Abmessungen nicht gemessen werden.

Um die Wandkühlung bei nicht-realen Randbedingungen zu untersuchen, wird eine Skalierung der Geometrie und der thermodynamischen Zustände anhand von dimensionslosen Kennzahlen durchgeführt. Bei Vernachlässigung der Strahlungsterme können aus Abbildung 2.5 19 physikalische und geometrische Größen identifiziert werden, die einen Einfluss auf die Wandtemperatur nehmen. Unter Zuhilfenahme des Buckingham- π -Theorems lassen sich 14 Kenngrößen sowie der Winkel der Bohrungen bestimmen, mithilfe derer eine

Skalierung des realen Problems durchgeführt werden kann ⁴. Die Wandtemperatur kann dann nach Martiny durch die Gleichung 2.31

$$T_{w,h} = T_k + \frac{(1 - \eta_{aw}) \left(\frac{1}{\alpha_k} + \frac{t}{\lambda_w} \right)}{\frac{1}{\alpha_{f0}} + \frac{t}{\lambda_w} + \frac{1}{\alpha_k}} + (T_h - T_k) \quad (2.31)$$

mit den lokalen Werten für die adiabate Kühleffektivität η_{aw} , der Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Kaltgasseite und Wand α_k bzw. Heißgasseite und der ungekühlter Wand α_{f0} sowie der Wärmeleitfähigkeit λ , der Wandstärke t und der Temperaturdifferenz zwischen Heißgas T_∞ und der Kühlluft T_k berechnet werden. Die adiabate Kühleffektivität beschreibt eine Absenkung der Wandtemperatur durch die Eindüsung von Kühlluft der Temperatur T_k in eine heißgasseitige Strömung der Temperatur T_h über die Gleichung

$$\eta_{aw} = \frac{T_h - T_{aw}}{T_h - T_k}. \quad (2.32)$$

Sie beschreibt ein Maß für Einmischung des Heißgases in die Kühlluft. Als adiabate Wandtemperatur T_{aw} wird die Oberflächentemperatur der Heißgasseite bei vernachlässigbarer Wärmeleitung innerhalb der gekühlten Wand bezeichnet. Weitere Kennzahlen zum Vergleich der Strömungsbedingungen zwischen der realen Brennkammer und skalierten Versuchen bilden das Impulsverhältnis I und die Ausblaserate M . Die Ausblaserate beschreibt das Massenstromdichteverhältnis zwischen Heißgasströmung und der Kühlluftströmung.

$$M = \frac{\rho_k v_k}{\rho_h v_h} \quad (2.33)$$

In realen Gasturbinenbrennkammern (RR, BRR-715, entnommen aus [100]) beträgt diese zwischen 0,5 und 3.

Das Impulsverhältnis beschreibt nach

$$I = \left(\frac{\rho_k}{\rho_h} \right)^{-1} M^2 \quad (2.34)$$

die Neigung der Kühlluftfreistrahlen von der Wand abzuheben. Realistische Werte betragen hier zwischen $I = 0 - 3,83$

In dieser Arbeit werden sowohl die Kühlluft- als auch die Wandtemperatur ohne Umwege über dimensionslose Kennzahlen ermittelt. Zur Einordnung der Resultate im Vergleich zu Ergebnissen aus der skalierten Betrachtung wird auf M und I bei der Definition der Betriebspunkte zurückgegriffen. Die adiabate Kühleffektivität kann nicht bestimmt werden, da Strömung und Wand sich nicht adiabat verhalten. Stattdessen wird die totale Kühllufteffizienz

$$\eta_{tot} = \frac{T_\infty - T_w}{T_\infty - T_k} \quad (2.35)$$

verwendet [16]. Dabei beschreibt T_∞ die Temperatur des Heißgases außerhalb des Kühlluftfilms. T_k die Temperatur des Kühlluftmassenstroms sowie $-T_w$ die ortsaufgelöste Oberflächentemperatur des gekühlten Wand. Im Gegensatz zur adiabaten Kühllufteffektivität beschreibt die totale Kühleffektivität nicht nur den Einfluss der Mischung von Kühlluft mit Heißgasströmung auf die Wandtemperatur, sondern beinhaltet auch Effekte durch die Wärmeströme zu und von der Wand, sowie den Einfluss von Strahlung.

⁴Die Auflistung der Größen ist bei Martiny aufgeführt [100].

Kapitel 3

Der Eindüsenektor Prüfstand

Ein wesentlicher Teil dieser Arbeit ist der Aufbau eines Brennkammerprüfstands zur Untersuchung der Flamme-Kühlluft-Interaktion in Flugzeuggasturbinen. Die dort vorherrschenden Randbedingungen sollen möglichst realistisch abgebildet werden. Gleichzeitig muss die Möglichkeit zur minimalinvasiven Diagnostik mittels laser-optischer Verfahren sowie ein wirtschaftlicher Betrieb möglich sein. Aus diesen Gründen kann die Versuchsanlage keine originalgetreue Umsetzung eines bestehenden Triebwerks sein. Komponenten-seitig entfallen Verdichter und Turbine, da diese nur eine untergeordnete Rolle bei der Betrachtung der Flamme-Kühlluft-Interaktion spielen. Die thermodynamischen Randbedingungen, wie Druck und Temperatur, werden aufgrund der Einschränkung durch die Laborinfrastruktur nur in reduziertem Maße nachgebildet werden.

Grundlage dieser Arbeit bildet die Prüfstandsinfrastruktur der von Janus aufgebauten Druckbrennkammer zur Untersuchung von nicht-vorgemischten Drallflammen unter gasturbinenähnlichen Bedingungen [77]. Aufgrund der unterschiedlichen Fragestellung in dieser Arbeit wird der Prüfstand nahezu vollständig neu gestaltet. Im folgenden Kapitel wird zunächst ein Überblick über die gesamte Versuchsanlage gegeben, bevor die funktionellen Gruppen sowie deren Bestandteile erläutert werden. Die zum Betrieb der Anlage benötigte Sensorik sowie das Konzept zur Anlagensteuerung werden abschließend vorgestellt.

3.1 Aufbau der Versuchsanlage

Die Abbildung 3.1 zeigt ein Modell der kompletten Versuchsanlage. In Anlehnung an die Arbeit von Janus wird die Versuchsanlage in einzelner Funktionsgruppen unterteilt und beschrieben. Das Fließschema in Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Übersicht über die Funktionsgruppen. Unterschieden werden die Luftversorgung (orange), Brennstoffversorgung (grün), Brennkammer (grau) sowie der Abgasstrang (blau). Die Schnittstelle der einzelnen Gruppen bilden konditionierte Stoffströme, die zum Betrieb der Anlage benötigt werden⁵. Diese werden im Betrieb kontinuierlich überwacht und durch geeignete Stellglieder auf den gewünschten Sollwert konditioniert. Die Nomenklatur der Stoffströme sowie deren Wertebereich wird in Tabelle 3.1 eingeführt.

⁵ Als *Konditionierung* wird die Anpassung der thermodynamisch Zustandsgrößen eines Stoffstroms bezeichnet.

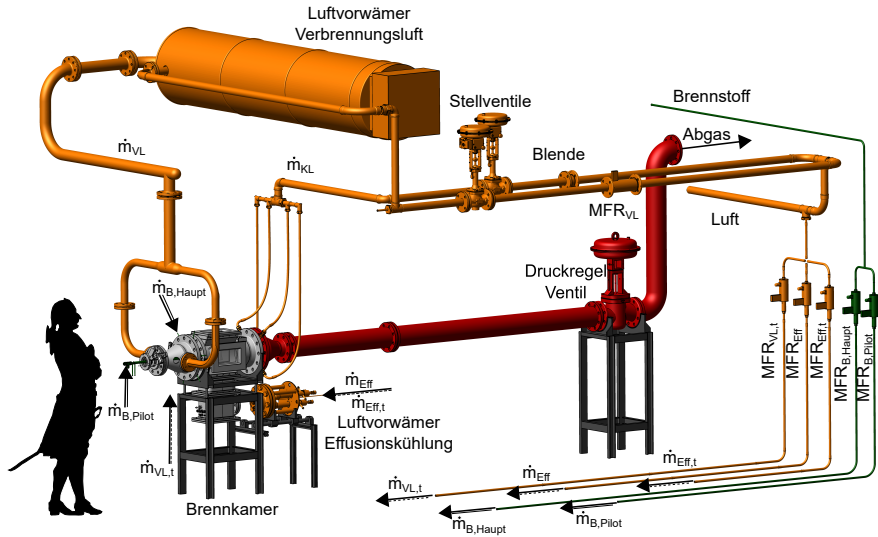


Abbildung 3.1: Modell der Versuchsanlage. Die Silhouette der Person dient als Größenreferenz. Einzelne Funktionsgruppen sind farblich getrennt. Die Luftversorgung ist in orange dargestellt. Brennkammer und Abgassystem sind grau bzw. rot hinterlegt. Die Brennstoffversorgung ist in grün dargestellt. Die Kompressorinfrastruktur für Brennstoff und Luft sind nicht gezeigt.

3.2 Luftversorgung

Zur Versorgung des Prüfstands mit Verbrennungs-, Kühlungs- sowie Effusionskühlluft wird Druckluft aus dem laboreigenen Druckluftnetz entnommen. Zwei parallel betriebene Schraubenkompressoren (Atlas Copco, GA75 A) stellen maximal 0,4kg/s bei 1,3MPa bereit. Um eine gleichbleibende, von äußeren Einflüssen unabhängige Luftfeuchtigkeit zu gewährleisten, wird die komprimierte Luft in einem Kühltrockner samt Ölabscheider aufbereitet. Ein nachgeschalteter 5m³ großer Druckspeicher dient zur Dämpfung von Druckfluktuationen des Kompressorsystems. Die Luftströme werden durch separate Massenstromregler auf den jeweiligen Sollwert geregelt. An Verbrennungs- und Effusionskühlluftmassenstrom werden hohe Anforderungen hinsichtlich der absoluten Richtigkeit⁶ gestellt. Um eine Richtigkeit im Bereich von 1% des Sollwertes zu erreichen, werden thermische Massenflussreglern (Bronkhorst, EL-Flow Serie bzw. Bronkhorst IN-Flow Serie) eingesetzt. Die absolute Richtigkeit dieser Regler ist sowohl vom aktuellen Messwert als auch vom Messbereichsendwert abhängig. Um über einen breiten Massenstrombereich die geforderte Genauigkeit zu erreichen, werden im Fall der Verbrennungsluft zwei Regler mit unterschiedlichen Messbereichsendwerten parallel betrieben. Die Temperaturkonditionierung der Verbrennungsluft erfolgt über einen elektrisch geheizten Flanschheizkörper (Schniewindt, CSN-96FG) mit einer Maximalleistung von 80kW_{el}.

⁶Definition nach ISO 5725-1:1994/Cor1.1:1998.

Tabelle 3.1: Definition der Stoffströme und Zustände

Bezeichnung	Formelzeichen	Wertebereich	Einheit
Verbrennungsluft	\dot{m}_{VL}	0,025 - 0,115	kg/s
Druckbehälterkühlluft	\dot{m}_{KL}	0,025 - 0,350	kg/s
Effusionskühlluft	\dot{m}_{Eff}	0,0025 - 0,020	kg/s
Brennstoff Hauptstufe	$\dot{m}_{B,Haupt}$	0 - 0,010	kg/s
Brennstoff Pilotstufe	$\dot{m}_{B,Pilot}$	0 - 0,002	kg/s
Markierte Verbrennungsluft	$\dot{m}_{VL,t}$	0,0025 - 0,020	kg/s
Markierte Effusionskühlluft	$\dot{m}_{Eff,t}$	0,0025 - 0,020	kg/s
Markierter Brennstoff Hauptstufe	$\dot{m}_{B,Haupt,t}$	0,0025 - 0,020	kg/s
Markierter Brennstoff Pilot	$\dot{m}_{B,Pilot,t}$	0,0025 - 0,020	kg/s
Brennkammereintrittstemperatur	T_{Bk}	293 - 773	K
Effusionskühllufttemperatur	T_{Eff}	293 - 1030	K
Brennkammerdruck	P_{Bk}	0,2 - 1,0	MPa
Geometrische Drallzahl	S	0 - 1,6	—
Stufungsverhältnis	SV	0 - 100	%

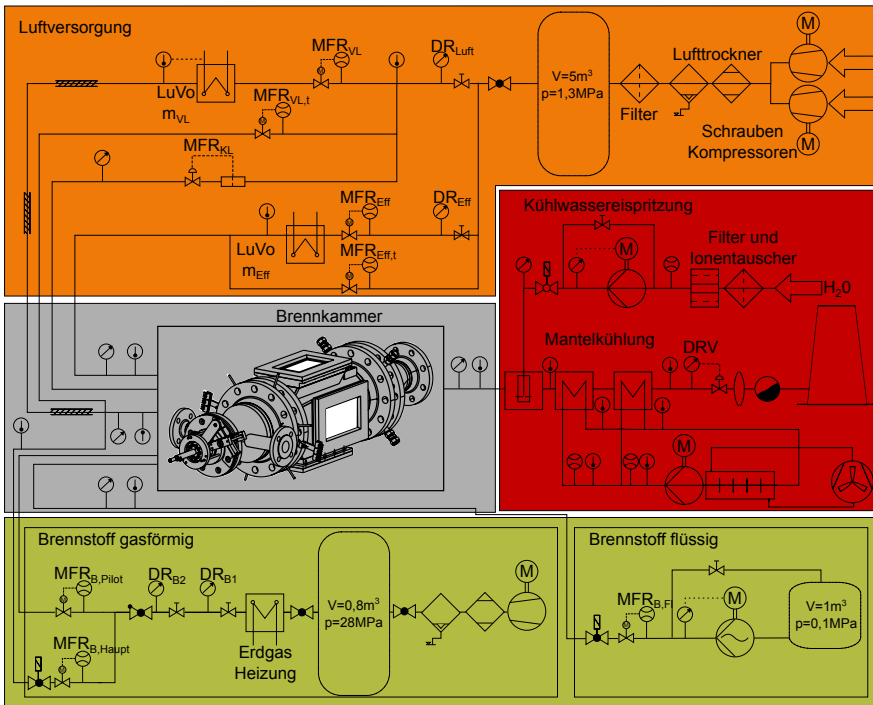


Abbildung 3.2: Fließschema der Versuchsanlage. Analog zur Abbildung 3.1 sind die Funktionsgruppen farblich getrennt.

Am Austritt des Heizers kann im gesamten Arbeitsbereich der Anlage eine Austrittstemperatur von 773 K erreicht werden. Über ein Widerstandsthermometer (TMH, PT100) wird die Lufttemperatur gemessen und mittels einer Thyristorregelung an den Sollwert geführt. Zur Minimierung von Wärmeverlusten ist die Zuleitung der Verbrennungsluft an die Brennkammer mit Steinwolle isoliert. Die letzten Rohrsegmente vor der Brennkammerplenum sind als flexible Wellrohre ausgeführt, um Spannungen durch Wärmedehnungen zu verhindern.

Die Effusionskühlluft wird durch einen eigens entwickelten elektrischen Heizer mit einer Gesamtleistung von 15 kW_{el} vorgewärmt [43]. Als Heizelemente werden Durchlauferhitzer mit nicht-isolierten Heizleitern (Sylvania, Inline Heater Typ-A) verwendet. Um in einem breiten Massenstrombereich Austrittstemperaturen von bis zu 1030 K zu ermöglichen, ist der Heizer aus drei parallelen Heizelementen mit einer Leistung von zwei mal 6 kW_{el} und 3 kW_{el} aufgebaut. Die Heizer sind separat ansteuerbar und werden je nach Luftbedarf einzeln oder kombiniert durchströmt. Die Leistung der Heizelemente und somit die Lufttemperatur wird über eine Phasenanschnittsteuerung gesteuert. Der Heizer ist auf einem Linearführungssystem gelagert, um eine spannungsfreie Ausdehnung bei Wärmedehnung zuzulassen.

Für bestimmte Messtechniken ist es nötig, einen Teilmassenstrom der Verbrennungs- oder Effusionskühlluft mit Partikeln oder Fluoreszenz-Markern zu beladen. Über separate MFCs werden diese Teilmassenströme dem Druckluftsystem entnommen und stromab der Heizer in die Hauptmassenströme beigemischt. Dies ist nötig, um Beschädigungen der Heizer durch Partikel oder Reaktionen der Fluoreszenz-Marker an den heißen Heizflächen zu vermeiden. Die Beladung der Teilströme wird je nach Messtechnik mit unterschiedlichen Techniken erreicht. Diese werden separat in den jeweiligen Versuchsbeschreibungen in den Abschnitten 6.1.1.1 und 6.1.2.1 erläutert.

An die Druckbehälterkühlluft werden weniger hohe Anforderungen an die Richtigkeit gestellt, da dieser Teilluftstrom zum einen die Prozesse im Innern der Brennkammer nicht beeinflusst und zum anderen nicht Teil einer numerischen Simulation der Anlage sein muss. Als Messverfahren wird das Wirkdruckverfahren nach DIN EN ISO 5167 verwendet, da dieses eine kostengünstige Möglichkeit zur Bestimmung von Massenströmen darstellt. Durch die Messung der Druckdifferenz an einer Normblende wird der aktuelle Massenstrom berechnet und durch ein pneumatisch betätigtes Membranventil (Samson, Bauart 250) gestellt. Die Regelung des Kühlluftmassenstroms erfolgt über die Betriebsüberwachung der Anlage. Abhängig von dem gewählten Betriebspunkt ergibt sich so eine Richtigkeit von mindestens 4,5 %.

3.3 Brennstoffversorgung

An der Versuchsanlage ist eine Infrastruktur zur Verbrennung von flüssigen als auch gasförmigen Medien vorhanden. Als flüssiger Brennstoff wird n-Heptan in einem 1 m³ Tank vorgehalten. Eine drehzahlgeregelte Exzenterschneckenpumpe (Netzsch, Nemo©-BY) fördert den Brennstoff bei maximal 2,5 MPa in eine Ringleitung. Ein thermischer Massenflussregler (Bronkhorst, Liquiflow) regelt die Entnahme von Brennstoff aus diesem Kreislauf zur Einspritzung in den Brennraum. Flüssiger Brennstoff wird in dieser Arbeit nicht verwendet.

Im Betrieb mit gasförmigem Brennstoff wird Erdgas verwendet. Das Gas wird aus dem Erdgasnetz der Stadt Darmstadt entnommen und über einen dreistufigen Kolbenkompressor (Bauer, MFS120) auf 28 MPa verdichtet. Ein Flaschenbündel mit 0,8 m³ dient als Zwischenspeicher. Über zwei Expansionsstufen wird das Gas auf den gewünschten Be-

triebsdruck entspannt. Die Ausführung in zwei Stufen ist nötig, um ein Vereisen der Druckminderer aufgrund der Expansionskühlung zu verhindern. Eine Heizung des Erdgases vor der ersten Stufe wirkt der Vereisung zusätzlich entgegen. Über zwei thermische Massendurchflussregler (Bronkhorst, EL-Flow) werden die Brennstoffmassenströme für Pilot- und Hauptstufe getrennt entnommen. Analog zur Verbrennungs- bzw. Effusionskühlung besteht für Pilot- und Hauptstufe die Möglichkeit, Teilmassenströme mit Fluoreszenz-Markern oder Partikeln zu dotieren. Die Regelung erfolgt ebenfalls über MFCs.

Zur numerischen Simulation der Versuchsanlage ist die Verwendung von Reingasen als Brennstoff zu bevorzugen, da die Verbrennungsmodelle meist auf reduzierten Ein-Stoff-Mechanismen aufbauen. Aufgrund des hohen Brennstoffbedarfs ist eine Versorgung des Prüfstands mit Reingasen für das Fachgebiet RSM aus praktischen wie wirtschaftlichen Gründen ausgeschlossen. Die Zusammensetzung des Erdgases wird jedoch durch den Netzbetreiber überwacht und kann für jede Messung nachvollzogen werden. Für den Zeitraum dieser Untersuchungen ist die Zusammensetzung in Tabelle 3.2 aufgeführt. Der Methananteil beträgt konstant über 90 %_{vol}, so dass für die numerische Simulationen von reinem Methan ausgegangen werden kann.

Zur Zündung der Brennkammer (vgl. Abschnitt 3.4.3) und zur Beimischung von Sondergasen steht ein Gasentnahmestation für Flaschengase zur Verfügung.

Tabelle 3.2: Durchschnittliche Zusammensetzung des Erdgases im Zeitraum der durchgeführten Untersuchungen. Alle Messungen wurden zwischen Juni 2014 bis September 2015 durchgeführt. Es sind alle Bestandteile mit einem Volumenanteil größer 1 % aufgeführt.

Spezies	Summenformel	Volumenprozent
Methan	CH ₄	91,9
Ethan	C ₂ H ₂	4,8
Propan	C ₃ H ₈	0,6
Stickstoff	N ₂	1,0
Kohlendioxid	CO ₂	1,5

3.4 Brennkammer

Das Teilsystem Brennkammer ist das eigentliche Untersuchungsobjekt dieser Arbeit. Im Vergleich zu typischen Laborflammen steigt durch die Forderung nach gasturbinentypischen Randbedingungen die Komplexität der Anlage stark an. Bei der konstruktiven Umsetzung müssen hohe thermische und mechanische Belastungen des eingeschlossenen, druckaufgeladenen Systems ebenso berücksichtigt werden wie die besonderen Anforderungen der Messtechnik an optische Zugänge. In Übereinstimmung mit den Forderungen aus Abschnitt 1.3 wird ein Rohrbrennkammer-Konzept verfolgt. Obwohl in modernen Flugzeuggasturbinen hauptsächlich Ringbrennkammern eingesetzt werden, bietet die Rohrbrennkammer für die Untersuchung von Einzelphänomenen große Vorteile. Da nur ein einzelnes Brennersegment betrachtet wird, können im Experiment bei vertretbaren Betriebs- und Investitionskosten realistische Abmessungen und Leistungsdichten erzielt werden. Der grundsätzliche Aufbau, bestehend aus einem Druckbehälter der einen Brenner mit Flammrohr umschließt, ermöglicht eine Trennung der mechanischen und thermischen Lasten. Insbesondere für die betriebssichere Auslegung der druckführenden Komponenten und die Realisierung der optischen Zugänge ist dieser Ansatz vorteilhaft. Bei der numerischen Simulation einer Rohrbrennkammer ist das Rechengbiet durch das Flammrohr klar begrenzt. Beeinflussungen durch benachbarte Brenner müssen nicht modelliert werden. Eine Detailansicht der Brennkammer ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Die Brennkammer

selbst ist in die fünf Unterbaugruppen Plenum incl. Drallerzeuger, Flammrohr, Zündsystem, Effusionskühlung und Druckbehälter unterteilt. Der Aufbau der Unterbaugruppen wird im Folgenden getrennt erklärt.

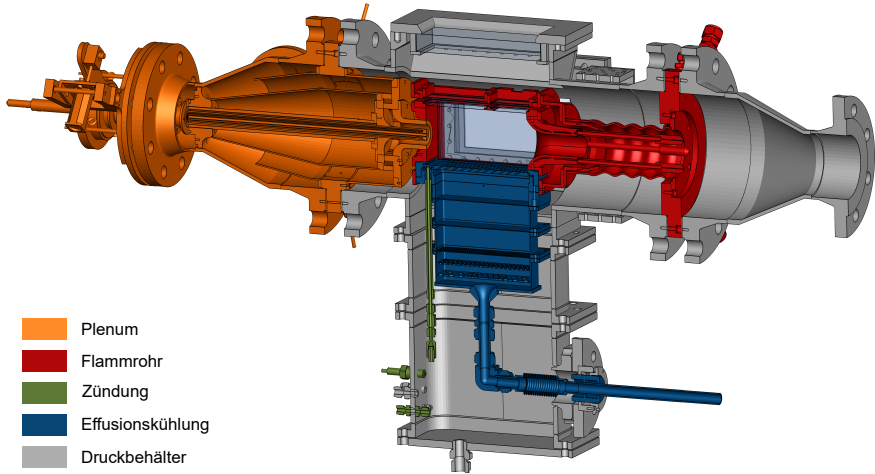


Abbildung 3.3: Schnittdarstellung der Brennkammer in der Konfiguration mit effusionsgeköhltem Flammrohr. Die Unterbaugruppen der Brennkammer sind farblich Hervorgehoben. Plenum und Drallerzeuger (orange), Flammrohr (rot), Zündsystem (grün), Heißgaswindkanal mit Effusionskühlung (blau) und Druckbehälter (grau).

3.4.1 Plenum und Drallbrenner

In Plenum und Drallerzeuger werden die Verbrennungsluft \dot{m}_{V1} , der Brennstoff der Hauptstufe $\dot{m}_{B,Haupt}$ sowie deren optional markierten Teilströme $\dot{m}_{V1,t}$ und $\dot{m}_{B,Haupt,t}$ zusammengeführt, homogen vorgemischt, mit Drall beaufschlagt und in das Flammrohr eingeleitet. Die vorgewärmte Verbrennungsluft sowie der optionale Teilstrom werden über zwei radiale Zugänge ins Plenum eingeleitet. Über eine Querschnittsverengung wird die Verbrennungsluft in einen Ringraum geführt. Im Ringraum bleibt der Querschnitt konstant, um eine einfache Gittererzeugung für numerische Simulationen zu ermöglichen. Der Brennstoff wird über sechs am Umfang verteilte Bohrungen in den Ringraum eingebracht. Zur optimalen Durchmischung erfolgt die Einströmung normal zur Verbrennungsluft als *jet-in-a-crossflow* [98]. Bohrungsdurchmesser und Abstand der Eindüsung zu dem Drallerzeuger sind dabei so gewählt, dass in einem weiten Betriebsbereich eine gleichmäßigen Vermischung von Brennstoff und Luft noch vor dem Drallereuger erzielt wird [108]. Über den radial durchströmten *movable-block*-Drallerzeuger wird dem Brennstoff-Luft-Gemisch eine Drallkomponente aufgeprägt. Nach Passieren des Drallgitters wird die Strömung in axiale Richtung in das Mischrohr umgelenkt. Die hohe Turbulenz in diesem Bereich sorgt für eine weitere Durchmischung der Stoffströme. Auf der Mittelachse des Mischrohres befindet sich ein zentraler Staukörper zur Unterstützung der Flammenstabilisierung. Bei niedrigen Drallzahlen wirkt dieser als *backward-facing-step* und generiert eine Rezirkulationszone hinter dem Staukörper. Bei Drallzahlen

oberhalb der kritischen Drallzahl von $S_{krit} = 0,5$ bildet sich in der Flammrohrströmung eine zentrale Rezirkulationszone. Der Staukörper fesselt die Position im Innern des Flammrohrs. Im Betrieb wird der Staukörper durch ein Thermostat (Lauda, WB 20) auf 340K temperiert, um die von der Flamme eingetragene Wärme abzuführen. Als Wärmeträgermedium wird Wasser verwendet. Durch den Ringspalt zwischen Mischrohr und Staukörper gelangt das Brennstoff-Luft-Gemisch in das Flammrohr. Eine detaillierte Schnittzeichnung der Plenumssection ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

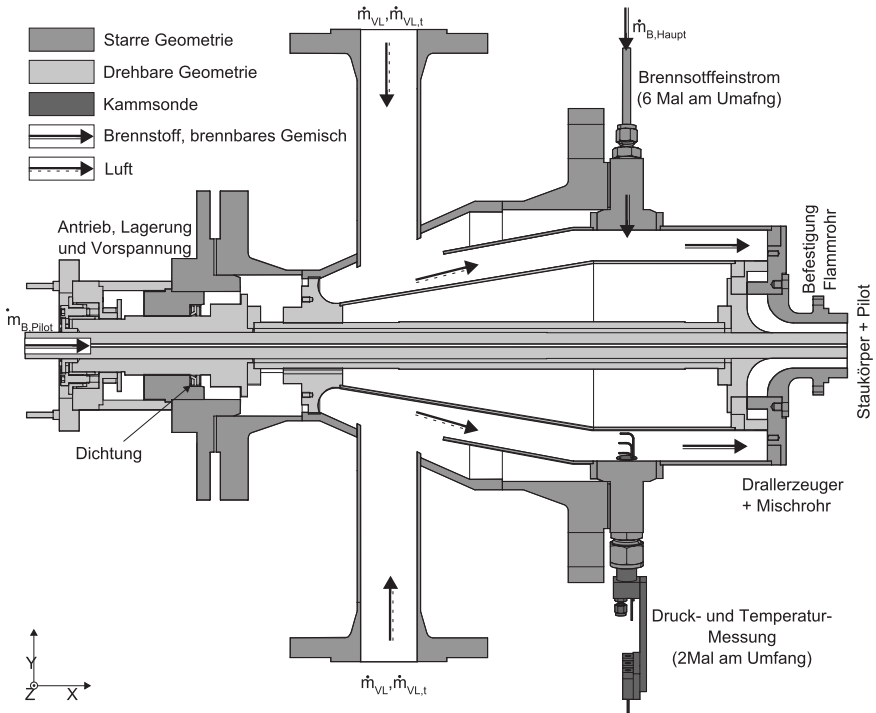


Abbildung 3.4: Horizontaler Längsschnitt durch das Plenum der Druckbrennkammer. Die drehbar gelagerten Bauteile sind farblich (hellgrau) von den starren Bauteilen (dunkelgrau) abgesetzt. Strömungsrichtung ist in positive x-Richtung von links nach rechts.

Der Aufbau des Drallerzeugers ist dem TECFLAM Brenner nachempfunden [86]. Wie in Abbildung 3.5 gezeigt, besteht das Drallgitter aus acht radialen und acht tangentialen Einstromkanälen. Eine Komponente des Drallerzeugers ist um die Längsachse drehbar gelagert. Um die Drallkomponente der Strömung zu verändern, werden die Einstromkanäle des Drallgitters durch eine Drehung der beweglichen Komponente geöffnet bzw. geschlossen. Nach der Definition von Leukel wird die geometrische Drallzahl gemäß Gleichung 3.1 berechnet [93].

$$S_{geo}(\vartheta) = \frac{\pi}{n\vartheta_0} \frac{\sin(\beta) \cos(\beta) \left(1 + \tan(\beta) \tan\left(\frac{\vartheta}{2}\right)\right) \frac{\vartheta}{\vartheta_0}}{\left[1 - \left[1 - \cos(\beta) \left(1 + \tan(\beta) \tan\left(\frac{\vartheta}{2}\right)\right)\right] \frac{\vartheta}{\vartheta_0}\right]^2} \frac{R_0}{H} \left[1 - \left(\frac{2R_i}{2R_a}\right)^2\right] \quad (3.1)$$

Abhängig vom Drehwinkel ϑ und der in Tabelle 3.3 definierten Geometrie des Drallerzeugers ergibt sich der in Abbildung 3.6 dargestellte Verlauf der geometrischen Drallzahl. Die Drallzahl kann zwischen 0 und 1,6 variiert werden. Um die Winkelverstellung zu realisieren, wird der Hub eines Linearaktors (Nanotec, L2818L0604-T5x5A) durch ein Getriebe in eine Drehbewegung der Antriebswelle umgeformt. Die durch den Druckbehälter geführte Welle ist starr mit dem beweglichen Drallgitter verbunden. Ein Inkrementalgeber (Nanotec, WEDL5546-A10) überwacht kontinuierlich die Position des Linearaktors. Die Drallzahl kann in Schritten von $\Delta S = 0,005$ verändert werden. Durch einen wassergekühlten Radialwellendichtring wird eine gasdichte Durchführung der Welle ermöglicht [38].

Tabelle 3.3: Geometrische Eigenschaften des Drallerzeugers.

Geometrische Eigenschaft	Formelzeichen	Wert	Einheit
Anzahl Kanäle	n	8	-
Winkel Drallgitter	β	60	°
max. Drehwinkel	ϑ_0	15	°
Kanalhöhe	H	24	mm
Mischrohr Innenradius	R_i	9,75	mm
Mischrohr Außenradius	R_a	17,25	mm

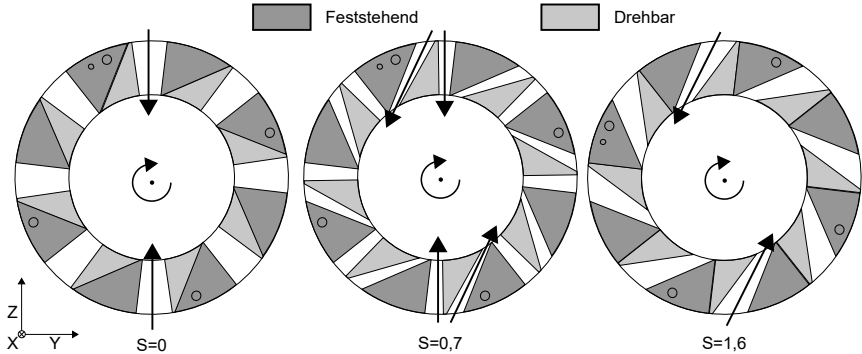


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Movable-Block-Drallerzeugers bestehend aus dem feststehenden (dunkelgrau) und dem beweglichen (hellgrau) Drallgitter. Durch eine Verdrehung der Bauteile um die Mittelachse wird das Querschnittsverhältnis von radial zu tangential Kanäle verändert. Mit zunehmender Fläche des Tangentialkanals steigt die Drallkomponente der Strömung.

Durch das Zentrum des Staukörpers kann optional nicht vorgemischter Brennstoff $\dot{m}_{B,Pilot}$ durch eine Zuleitung mit $d_p = 2,5\text{mm}$ in das Flammrohr eingeleitet werden. Das Verhältnis von Pilotmassenstrom $\dot{m}_{B,Pilot}$ zum Brennstoffmassenstrom der Hauptsufe $\dot{m}_{B,Haupt}$ wird als Stufungsverhältnis SV bezeichnet.

$$SV = \frac{\dot{m}_{B,Pilot}}{\dot{m}_{B,Haupt} + \dot{m}_{B,Pilot}} 100\% \quad (3.2)$$

Für eine Stufung von $SV = 0\%$ wird der gesamte Brennstoffmassenstrom über die Hauptstufe zugegeben und homogen mit dem Verbrennungsluftmassenstrom \dot{m}_{V1} gemischt. Es etabliert sich eine homogen vorgemischte Verbrennung im Flammrohr. Für steigende Stufungsverhältnisse bildet sich am Staukörper eine nicht-vorgemischte Pilotflamme zur Stabilisierung der Hauptstufe aus. Im Extremfall von $SV = 100\%$ wird der gesamte Brennstoff durch den Pilot eingebracht.

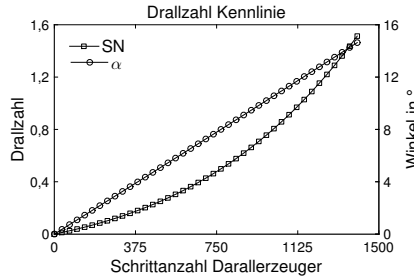


Abbildung 3.6: Zusammenhang zwischen Winkel und geometrischer Drallzahl. Über ein starres Getriebe besteht ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen der Hubbewegung des Linearaktors und dem Drehwinkel ϑ . Der Hub des Linearaktors wird über die Inkementalschritte l_{inc} ausgedrückt.

3.4.2 Flammrohr mit optischem Zugang

Der Brennraum der Druckbrennkammer wird als Flammrohr bezeichnet. Innerhalb des Flammrohres findet die Verbrennung des Brennstoff-Luft-Gemisches statt. Naturgemäß ist die thermische Belastung dieses Bauteils extrem hoch. Es muss daher eine Kühlung vorgesehen werden, um einen sicheren Dauerbetrieb zu ermöglichen. Durch die thermische Belastung kommt es zu nicht unerheblichen Wärmedehnungen, die ebenfalls zu berücksichtigen sind. Um den Verbrennungsvorgang mit optischen Messverfahren zu untersuchen, muss ein optischer Zugang gewährleistet sein. Im Bereich der Flamme-Kühlluft-Interaktion muss der Zugang Messungen in Wandnähe ermöglichen. Eine Längs- und Querschnitt der Baugruppe ist in Abbildung 3.7 dargestellt.

Aufbau des Flammrohrs

Das Flammrohr hat einen quadratischen Querschnitt von 100 mm x 100 mm bei einer Länge von 180 mm. Die vier Wandsegmente, auch als *Kassetten* bezeichnet, sind einzeln mit dem Grundkörper verschraubt. An den Kontaktflächen werden die Kassetten mittels einer Sandwichdichtung aus weichgeglühtem Kupfer und hitzebeständigem Keramikvlies (Barlan, 1250) abgedichtet. Die jeweils gegenüberliegenden Kassetten sind identisch aufgebaut. Numerische Untersuchungen der Anlage von Janus haben gezeigt, dass es zu einer Rezirkulation von Luft aus dem Abgasstrang in das Flammrohr kommen kann [64]. Um dies zu verhindern, schließt das Flammrohr mit einer subsonischen Düse ab. Die Rezirkulation wird durch eine Reduktion des freien Querschnitts um 90% verhindert [41]. Trotz

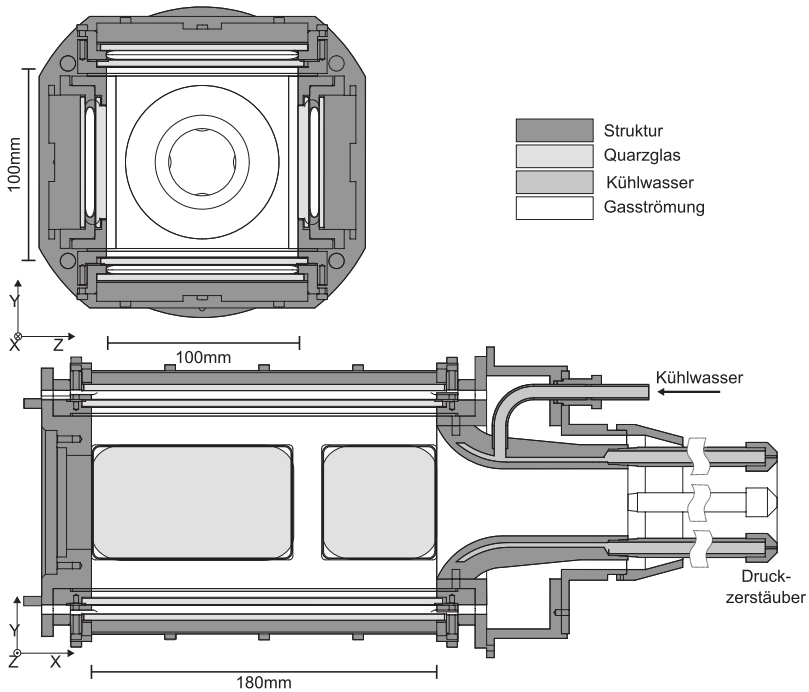


Abbildung 3.7: Schnittdarstellung des Flammrohrs.

der starken Querschnittsreduktion beträgt die Machzahl im Hals der Düse $Ma \ll 0,3$, so dass für die gesamte Brennkammer die Annahme einer inkompressiblen Strömung gilt. Um den thermischen Belastungen durch die hohe Abgastemperatur standzuhalten, ist die Düse mit einer internen Wasserkühlung versehen.

Konvektive Kühlung

Die konstruktive Ausgestaltung der Kassetten ermöglicht die Kühlung des Flammrohrs durch die Druckbehälterkühlluft über konvektiven Wärmetransport an der Flammrohrwand. Der Aufbau jeder Kassette ist im wesentlichen identisch und wird anhand der schematischen Darstellung in Abbildung 3.8 erläutert. Die geometrischen Abmessungen ändern sich im Detail. Ein Rahmen aus hitzebeständigem Edelstahl (Werkstoffnummer 1.4301) bildet den Grundkörper. Stirnseitig sind Langlöcher in den Rahmen gefräst, um den Einstrom von Kühlluft zu ermöglichen. In den Rahmen werden zwei separate Platten eingesetzt und fixiert. Die innere Platte bildet die Flammrohrwand, die äußere Platte wird als Kühlluftführungsplatte bezeichnet. Beide sind schwimmend auf Flachdichtungen aus Glimmer (Hendricks Indutec, FN900) gelagert, um eine spannungsfreie Ausdehnung zu ermöglichen. Zwischen beiden Platten entsteht ein Spalt, durch den die Druckbehälterkühlluft strömt. Der Druckverlust im Kühlsystem wird abhängig von der Spalthöhe h_i ,

der Lauflänge l_i sowie Modellen für den Querschnittsübergang mit Hilfe der Bernoulli-Gleichungen modelliert [146]. In der konstruktiven Ausgestaltung sind diese Parameter für die unterschiedlichen Kassettenbauformen so gewählt, dass sich eine gleichmäßige Verteilung der Kühlluft eingestellt. Die Hochtemperaturflachdichtung zwischen Flammrohrwand und Kassette verhindert das Eindringen der Kühlluft in das Flammrohr. Stromab der Kassette wird die Kühlluft in einem Plenum gesammelt und hinter der subsonischen Düse mit dem Abgasstrahl vermischt.

Durch die Kühlung des Flammrohrs mittels Konvektion statt der üblicherweise in Gasturbinen verwendete Film- oder Effusionskühlung wird eine Beeinflussung der Reaktionszone durch Kühlluft vermieden. Für die numerische Untersuchung müssen keine Wandkühlfilme modelliert werden. Die Flammrohrwand und der Hals der subsonischen Düse begrenzen das Rechengebiet.

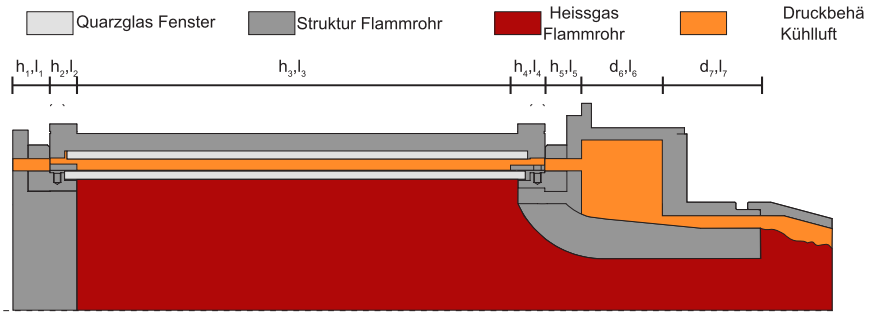


Abbildung 3.8: Längsschnitt durch eine Flammrohrkassette. Die beiden Scheiben des optischen Zugangs (hellgrau) bilden den Strömungskanal der Druckbehälterkühlluft (orange) zur Wandkühlung. Heißgas (rot) und Druckbehälterkühlluft werden stromab der subsonischen Düse gemischt.

Wärmedehnung

Das Flammrohr ist starr am Mischrohr befestigt. Durch eine formschlüssige Verbindungen wird gewährleistet, dass beide Unterbaugruppen relativ zueinander stets identisch ausgerichtet sind. Sowohl die Plenumssektion als auch das Flammrohr dehnen sich durch die erhöhte Umgebungstemperatur und das heiße Abgas aus. Um Wärmespannungen zu vermeiden, wird die Dehnung von einem Metallbalg-Kompensator (Willbrandt Gummitechnik, Typ200) am Übergang von Flammrohr zum Abgasstrang aufgenommen. Durch die Druckbehälterkühlluft ist die Temperatur an der Kontaktfläche zwischen Flammrohr und Abgaskompensator stets geringer als 500 K. Dies ermöglicht die Verwendung eines Hochtemperatur-O-Rings (Arcus, 27167) zur Abdichtung der Kontaktfläche.

Optischer Zugang

Für den Einsatz von optischer Diagnostik werden transparente Flammrohrwände in die Kassetten eingesetzt. Der optische Zugang ist über die gesamte Länge des Flammrohrs möglich. Der quadratische Aufbau des Flammrohrs erlaubt für die vertikalen Kassetten einen Zugang über die volle Querschnittshöhe von 100 mm. Konstruktionsbedingt reduziert sich der Zugang für die horizontalen Kassetten auf 60 mm, zentriert um die Mittelachse des Brenners. Als Material kommen natürliches Quarzglas (GVB, FN08 sowie SICO, SILUX) sowie synthetisch hergestelltes Quarzglas (SICO, SQ2) zum Einsatz. Im Spektralbereich

von 266 nm bis 650 nm ist die Transmission der Substrate nahezu identisch, wie in Abbildung 3.9 gezeigt wird⁷. Während der Bestrahlung mit ultravioletterem Licht zeigt sich bei natürlichem Quarzglas jedoch eine Fluoreszenz im blau-violetten Spektralbereich. Bei Messtechniken mit einer Anregungswellenlänge im UV-Spektralbereich wird daher auf das wesentlich teurere synthetische Quarzglas zurückgegriffen. Beide Materialien widerstehen Wandtemperaturen von mindestens 1240 K. Oberhalb dieser Temperatur sublimiert das Quarzglas an der Oberfläche. Das Glas trübt ein und die Transmission sinkt über den gesamten Spektralbereich. Unterhalb dieser Temperatur zeigt sich eine temperaturabhängige Änderung der Transmission nur an den Flanken der Transmissionskurve, wie in Abbildung 3.10 gezeigt wird [14] [51]. Die Untersuchungen in dieser Arbeit finden im Spektralbereich zwischen 266 nm bis 650 nm statt. Die temperaturabhängige Änderung der Flanken kann daher vernachlässigt werden. Die Oberflächentemperatur der Scheibe erreicht jedoch Werte jenseits von 1270 K⁸, so dass es zu einer Eintrübung der Scheibe kommt. Die Transmission sinkt im Dauerbetrieb um bis zu 30%. Die inneren Flammrohrwände werden daher nach jedem Betriebstag getauscht.

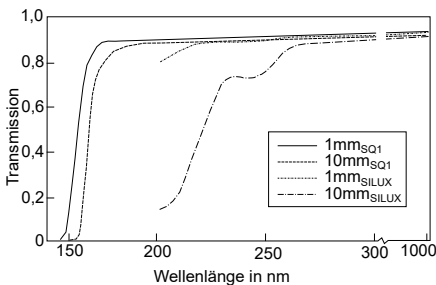


Abbildung 3.9: Vergleich der Transmissionskurven von natürlichem Quarzglas (Sico, SILUX) und synthetischem Quarzglas (Sico, SQ1) im Spektralbereich von 150 nm bis 650 nm. Der relevante Spektralbereich für die hier durchgeführten Untersuchungen befindet sich zwischen 266 nm und 620 nm. In diesem Bereich sind keine nennenswerten Unterschiede festzustellen.

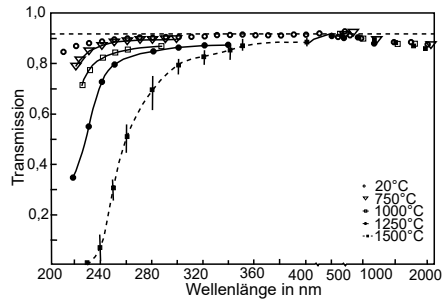


Abbildung 3.10: Änderung der Transmission von synthetischem Quarzglas in Abhängigkeit der Temperatur. Die Untersuchungen zeigen das Verhalten im Spektralbereich von 200 nm bis 2000 nm. Der Spektralbereich zwischen 400 nm bis 1000 nm ist ausgespart, da die Temperatursensitivität in diesem Bereich zu vernachlässigen ist. Für natürliches Quarzglas liegen keine Daten vor.

3.4.3 Zündung

Aus Gründen der Betriebssicherheit und Zuverlässigkeit wird das Brennstoff-Luft-Gemisch in der Brennkammer über eine separate Diffusionsflamme gezündet. Wie in Abbildung 3.11 schematisch dargestellt, wird ein Brennstofffreistrahler über einen Zugang an der Stirnseite des Flammrohrs in die Hauptreaktionszone eingebracht und durch Funkenüberschlag gezündet. Als Brennstoff wird Wasserstoff eingesetzt, da durch die breiten Flammbarkeitsgrenzen sowie die hohe Brenngeschwindigkeit eine zuverlässige Zündung und Stabilisierung der Zündflamme in allen Betriebszuständen möglich ist. Die im Vergleich zu

⁷ Die gezeigten Kurven basieren auf Daten der Substrate SQ1 und SLIUX der Sico GmbH. Die Daten für die in der Arbeit verwendeten Substrate sind vergleichbar.

⁸ Bedingt durch Einschränkungen der Messtechnik können in dieser Arbeit Oberflächentemperaturen von maximal 1270 K gemessen werden. An den Flammrohrscheiben ist im Dauerbetrieb kein Signal mehr messbar, so dass auf eine höhere Wandtemperatur geschlossen werden kann.

Erdgas geringere minimale Zündenergie erleichtert zudem die Funkenzündung [94]. Über eine Vorwahl an der Zündbrennersteuerung wird die Brenndauer der Zündflamme zwischen 1 s und 10 s festgelegt. Der Brennstoff der Hauptstufe $\dot{m}_{\text{Fuel, Main}}$ wird nach dem Zünden sukzessive auf den Sollwert des Betriebspunktes erhöht. Durch die Zündflamme wird das Erdgas unabhängig von der Gemischzusammensetzung in der Hauptströmung zuverlässig an der Zündflamme gezündet. Eine Anreicherung von zündfähigem Gemisch stromab des Flammrohres wird verhindert. Der Brennstoffmassenstrom der Zündflamme wird nicht geregelt. Die Menge des eingebrachten Wasserstoffs wird über den Vordruck und die Brenndauer gesteuert. Die Zündenergie wird von einer PKW-Zündspule (Bosch, 0 986 221 000) bereitgestellt und durch eine modifizierte Zündkerze (Bosch, W4AC) in das Flammrohr geleitet. Als Masselektrode dient das Flammrohr.

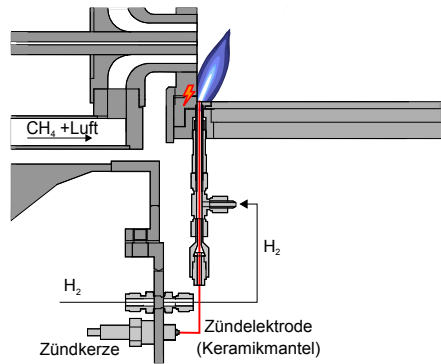


Abbildung 3.11: Detailansicht der Zündung. Der nicht vorgemischte Wasserstoff wird über das Zündrohr als Freistrahler in das Flammrohr eingebracht. Als Mittelelektrode dient ein keramiks isolierter Draht aus NiCr. Die Isolierung endet unmittelbar vor Eintritt in das Flammrohr. Das Flammrohr dient als Masselektrode. Der Zündfunke entzündet den Wasserstoff.

3.4.4 Effusionskühlung und Heißgaswindkanal

Zentraler Punkt in dieser Arbeit ist die Untersuchung eines Kühlluftstroms, der unter realistischen Randbedingungen in das Flammrohr eingebracht wird. Wie auch für die Hauptströmung sollen die Einstörmrandbedingungen für die Effusionskühlluft klar definiert und in numerischen Simulationen gut abbildbar sein.

Eine der optisch zugänglichen Flammrohrkassetten wird für diese Untersuchungen durch ein Kühlluftmodul, ferner auch als *liner* bezeichnet, ersetzt [43]. Ähnlich dem Aufbau der Flammrohrkassetten, besteht der *liner* aus einem Rahmen und einer eingespannten Flammrohrwand. Um verschiedene Kühlgeometrien oder Wandmaterialien zu untersuchen, ist die Flammrohrwand austauschbar. Optional kann die Wandkühlung durch eine Prallkühlung und eine Startfilmkühlung unterstützt werden. Eine Schnittzeichnung des Kühlluftmoduls mit dem angeschlossenen Heißgaswindkanal ist in Abbildung 3.12 dargestellt.

Die zur Kühlung genutzte Luft \dot{m}_{eff} wird von dem in 3.2 beschriebenen Heizer auf die gewünschte Eintrittstemperatur T_{eff} erwärmt. Markierte Teilströme werden nach dem Hei-

zer beigemischt. Um eine gleichmäßige Anströmung der Effusionskühlplatte zu erzielen, wird die Kühlluft in einem Windkanal durch drei Siebe mit abnehmender Maschenweite homogenisiert [25]. Die Prallplatten am Einlauf des Windkanals dient zur Vergleichmäßigung der durch die 90° Umlenkung gerichtete Einlaufströmung [145]. Das effusionsgekühlte Wandsegment schließt an den Heißgaswindkanal an und wird mit dem Flammrohr verschraubt. Temperatur und Druck der Effusionskühlluft werden 20 mm stromaup der Effusionskühlplatte über zwei Wanddruckbohrungen und ein Thermoelement gemessen. Alle Dichtflächen zwischen Heißgaswindkanal, Effusionskühlsegment und Flammrohr sind thermisch stark belastet. Maximal treten Temperaturen von bis zu 1150 K auf. Eine Verwendung von Graphitlaminatdichtungen ist daher nicht möglich. Da die Druckdifferenz zwischen den zu dichtenden Bauteilen lediglich wenige Prozent des Anlageninnendrucks beträgt, können Dichtungen aus Glimmer verwendet werden.

In dieser Arbeit werden zwei unterschiedliche Kühlgeometrien untersucht. Die in Abbildung 3.13a dargestellte Platte wird im folgenden als TUDA-Geometrie bezeichnet. Die TUDA-Geometrie ist auf Grundlage von Literaturrecherchen ausgelegt und stellt einen Kompromiss zwischen realer Kühlgeometrie und guter Zugänglichkeit im Experiment und zur numerischen Simulation da [157] [100]. Die Bohrungen der Kühlluftkanäle sind mit 2 mm wesentlich größer als in realen Effusionskühlungen, um Limitationen bei der räumlichen Auflösung im Experiment entgegenzukommen. Zudem vereinfacht der große Boh-

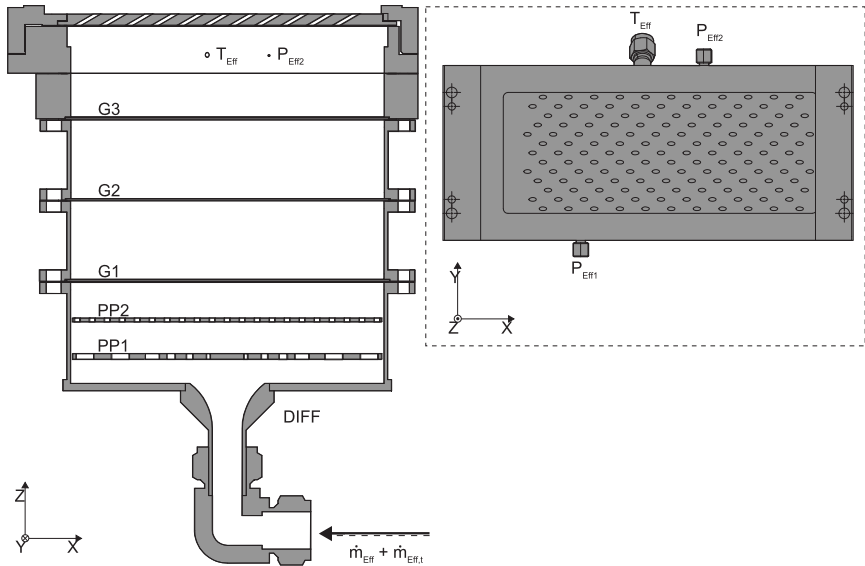


Abbildung 3.12: Schnittdarstellung des Kühlluftmoduls und des Heißgaswindkanals in der TUDA-Konfiguration. Dargestellt ist der Heißgaswindkanal (HGW) mit der effusionsgekühlten Flammrohrwand. Im Inneren des Windkanals befinden sich Diffusor (DIFF) und Prallplatten (PP1, PP2) sowie die Gitter zur Strömungsberuhigung (G1-G3). Die austauschbare Effusionskühlplatte bildet die Schnittstelle zum Flammrohr. An den Messpunkten $P_{\text{Eff},i}$ wird der statische Wanddruck gemessen. Durch den Zugang T_{Eff} wird ein Thermoelement zur Messung der Kühllufttemperatur auf der Mittelachse des Windkanals platziert. Nicht dargestellt sind die optionale Prallplatte 10 mm stromaup der Effusionskühlplatte sowie die Kühlkanäle für den optionalen Starterfilm.

rungsdurchmesser die Gittererstellung im numerischen Experiment stark. Die Bohrungen sind 30° aus der Horizontalen geneigt und damit nahe an den heute eingesetzten Anstellwinkeln. Mit 4% ist die Porosität größer als bei real verwendeten Geometrien, was zu einem geringeren Druckverlust über die Effusionsplatte führt. Axiale sowie laterale Lochabstände, wie auch die Periodizität der Bohrungsmuster sind realen Geometrien nachempfunden [56]. Die Platte wird aufgrund der hohen thermischen Belastung aus einer Nickel-Basis-Legierung (Werkstoffnummer 2.4663, Handelsname *Alloy 617*) gefertigt. Das Material ist bis 1350 K beständig gegen Oxidation und Aufkohlung. Mit $16,3 \frac{10^{-6}}{\text{K}}$ bei 1270 K liegt die Wärmedehnung im Bereich des Materials des Flammrohres, sodass in Verbindung mit der schwimmenden Lagerung der Platte keine zusätzlichen mechanischen Belastungen induziert werden.

Die Abbildung 3.13b zeigt die im Zuge des EU Forschungsvorhabens *Clean-Sky Newsmile* untersuchte Rolls-Royce-Geometrie (RR). Die Platte ist in Verbindung mit Rolls-Royce Deutschland (RRD) ausgelegt. Ziel der Auslegung war die Darstellung einer realistischen Druckdifferenz für eine einwandig gekühlten *liner*. Die Geometriegrößen Bohrungsdurchmesser, Porosität sowie laterale und axiale Periodizität entsprechen einer realen Effusionskühlplatte (RR-HPCR). Als Rohmaterial wird ebenfalls 2.4663 verwendet.

In der Tabelle 3.4 werden die Geometriedaten der beiden untersuchten Kühlsegmente verglichen. Für beide Geometrien wurden alle Untersuchungen ohne Startfilmkühlung und zusätzliche Prallkühlung durchgeführt.

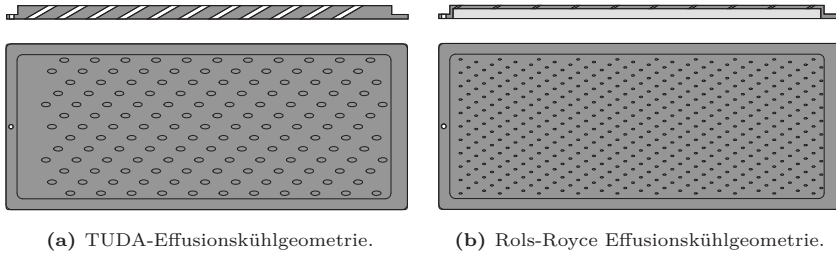


Abbildung 3.13: Gegenüberstellung der Effusionskühlgeometrien.

Tabelle 3.4: Vergleich der TUDA- und RR-Kühlgeometrie

Geometrische Eigenschaft	Formelzeichen	TUDA	RR	Einheit
Anzahl Bohrungen	n	145	572	—
Anstellwinkel	α	30	30	$^\circ$
Bohrungsdurchmesser	d	2	0,7	mm
Periodizität	N	3	5	—
Axialer Bohrungsabstand	$\frac{x}{d}$	1,38	5	—
Lateraler Bohrungsabstand	$\frac{y}{d}$	2,5	3,45	—
Porosität	p	4	2	%
Werkstoffnummer	-	2.4663	2.4663	-

3.4.5 Druckbehälter

Die Hauptaufgaben des Druckbehälters sind das Aufnehmen der mechanischen Last sowie die gasdichte Abdichtung des Prüfstands. Im Bereich des Plenums und des Abgastrakts liegen die Oberflächentemperaturen der Bauteile stets unterhalb von 773 K. Die Zugfestigkeit der verwendeten Edelstähle (Werkstoffnummer 1.4301) ist bei diesen Temperaturen noch ausreichend, um die auftretenden Belastungen im gesamten Betriebsbereich über die Wände der Unterbaugruppen aufzunehmen. Als Dichtungen werden in diesen Bereichen Graphit-Laminatdichtungen mit Spießblecheinlage (Klinger, Klingsil C-4500) eingesetzt. Diese können dem Anlageninnendruck bei gleichzeitiger Temperaturbelastung standhalten.

An den Unterbaugruppen Flammrohr und dem Heißgaswindkanal treten Oberflächentemperaturen größer 773 K auf. Da die mechanische Festigkeit oberhalb dieser Temperatur stark abnimmt, ist die Trennung von mechanischer und thermischer Last nötig. Ein separater Druckbehälter umschließt diese Unterbaugruppen. Durch die Druckbehälterkühlluft \dot{m}_{KL} wird die Wandtemperatur des Druckbehälters auf unter 400 K abgesenkt, so dass lediglich die mechanische Last aufgenommen werden muss. Zur Abdichtung werden ebenfalls Graphit-Laminatdichtungen verwendet. Der optische Zugang zum Flammrohr wird über 30 mm starke Quarzglasfenster (Sico, SQ2) ermöglicht. Die Fenster erstrecken sich über die gesamte Flammrohlänge, so dass der optische Zugang weder in axialer noch in lateraler Richtung eingeschränkt wird.

3.5 Abgasstrang

Im Abgasstrang werden die heißen Abgase aus der Brennkammer sowie die Effusions- und Druckbehälterkühlluft zusammengeführt und über einen Schornstein an die Umgebung abgeführt. Zur Regelung des Anlageninnendrucks befindet sich vor dem Schornstein eine pneumatisch verstellbare Drossel (Samson, Baureihe 250). Die Drossel ermöglicht eine Regelung des Innendrucks unabhängig vom Gesamtmassenstrom im Bereich zwischen 0,15 MPa und 1,0 MPa. Nach der Mischung von Abgas und Kühlluft ergeben sich typischerweise Abgastemperaturen von 1000 K. Um die maximal zulässige Abgastemperatur in der Drossel von 673 K nicht zu überschreiten, wird Kühlwasser eingespritzt. Durch die Verdampfung wird die Abgastemperatur auf unter 473 K reduziert. Das Kühlwasser wird aus dem Trinkwassernetz entnommen und mittels einer dreistufigen Filterbatterie (Einhell, Vorfilter 25 cm, Filterweite 50 μm bis 0,3 μm) von Schwebestoffen befreit. Um einer Verstopfung der Einspritzdüsen durch Kalkablagerungen vorzubeugen, wird das Kühlwasser über einen Ionenaustauscher (Orben, Ministil P-62) de-mineralisiert. Zur Druckerhöhung auf maximal 2,5 MPa dient ein drehzahl geregelter Hauswasserpumpe (Stufenkreislaspumpe: Speck IN-V2, Frequenzumrichter: Nord Getriebesbau, SK200E). In Verbindung mit einem Flügelradzähler (Digimesa, FlowSensor-FF) kann die eingespritzte Wassermenge automatisch an den aktuellen Betriebspunkt angepasst werden. Die Zerstäubung erfolgt durch vier Druckerstäuber (Bete, PJ-12) stromab des Flammrohrs.

Zusätzlich zur Wassereinspritzung ist das Abgasrohr bis zur Drossel mit einer Mantelkühlung versehen. Über eine Kreislaspumpe (WILO, Stratos) wird in einem geschlossenen Kühlmittelkreislauf eine Wasser-Glykol Mischung zu einem Luft-Wasser Wärmeüberträger gefördert.

3.6 Instrumentierung und Regelung

Während des Betriebs werden alle in 3.1 definierten Stoffströme sowie deren thermodynamische Zustände durch eine eigens entwickelte Prüfstandsüberwachung überwacht oder geregelt. Ziel ist es, möglichst stabile und reproduzierbare Randbedingungen für experimentelle und numerische Experimente bereitzustellen. Durch einen hohen Automatisierungsgrad wird zudem das Bedienpersonal entlastet und die Betriebssicherheit erhöht.

Die Prüfstandsüberwachung ist in der graphischen Programmierumgebung LabVIEW von National Instruments umgesetzt und wird auf einem handelsüblichen PC ausgeführt. Zur Betriebsüberwachung werden Drücke, Temperaturen, Massenströme sowie diverse Hilfsgrößen über analoge und digitale Schnittstellen erfasst. Nach der Verarbeitung der Messdaten werden Stellgrößen für die Regelung der Versuchsanlage berechnet und an Stellglieder übergeben. Eine Übersicht über die Messstellen ist in Tabelle 3.5 aufgeführt.

Zur Temperaturüberwachung werden Thermoelemente vom Typ K eingesetzt. Die Thermospannungen werden an einem Analogmultiplexer (National Instruments, SCXI 1303) mit nachgeschaltetem Spannungsverstärker (National Instruments, SCXI 1100) vorverstärkt und durch eine Tiefpassfilterung von hochfrequentem Rauschen getrennt. Die Kaltstellenkompensation wird im Multiplexer mit Hilfe eines Thermistors durchgeführt. Über einen 16 bit Analog-Digital-Wandler (National Instruments, PCI-6251) werden die Signale digitalisiert und an die Prüfstandsüberwachung übergeben. Für die Messkette ergibt sich eine Richtigkeit von $\pm 2,5$ K. Neben der Temperatur werden auch die Druckmessdosen (Brüster, 8227) im Einspritzsystem für Wasser und flüssigen Kraftstoff sowie die Volumenstromzähler der Mantelkühlung und Wassereinspritzung über analoge Spannungssignale erfasst. Aufgrund des Spannungsbereichs von 0 V bis 10 V werden diese ohne Vorverstärkung über die Analog-Digital-Wandlerkarte eingelesen.

Alle Druckmessungen in gasförmigen Medien werden von einem 16bit-Mehrkanal Drucksensor (Pressure Systems, Netscanner 9116) aufgezeichnet. Die Signale werden über Polyamid Leitungen (DMT, PA-116) mit einem Durchmesser von 1,2 mm von der Druckmessstelle zum Messgerät geleitet. Durch die Leitungslängen von bis zu 30 m sowie die Dämpfung in der Leitung können keine hochfrequenten Druckschwankungen erfasst werden. Der obere Messbereichsendwert beträgt 1,7 MPa. Die Richtigkeit der Messungen beträgt ± 860 Pa. Die Daten werden im Messgerät in digitale Signale gewandelt und über das TCP/IP-Protokoll an LabVIEW übergeben. Die Massendurchflussregler werden über die digitale FlowBus Schnittstelle ausgelesen und programmiert. Weitere verwendete Bussysteme sind Modbus für die Steuerung der Effusionsheizer und die Kommunikation mit der Drallzahlverstellung sowie Siemens-USS für die Frequenzumrichter der Kühlwasser- und Kraftstoffpumpe.

Die Stellgrößen für die Regelung des Verbrennungsluftvorwärmes und der Regelventile der Drossel und des Kühlluftventils werden über ein 4 – 24 mA Digital-Analog-Wandlerkarte (Adlink, NuDAQ6208) übergeben.

Alle Mess- und Stellgrößen werden zur Dokumentation und späteren Analyse mit einer Frequenz von 10 Hz auf dem PC der Betriebsüberwachung gespeichert.

Tabelle 3.5: Übersicht über die Messstellen der Betriebsüberwachung. Erklärung der Funktion:

Externe Regelung: Ein Sollwert wird durch die Prüfstandsüberwachung berechnet und an externe Geräte übergeben. Die Regelung der Regelgröße auf diesen Sollwerts geschieht durch diese Geräte.

Interne Regelung: Durch die Prüfstandsüberwachung wird aus den Messwerten der Ist-Wert einer zu regelnden Größe abgeleitet. Das Stellsignal wird in der Prüfstandsüberwachung generiert.

Steuerung: Anzeige des Ist-Wertes einer Größe. Die Stellsignal wird durch den Bediener manuell gesetzt.

Überwachung: Zur Dokumentation der Randbedingungen aufgezeichnete Größe.

Notabschaltung: Das Überschreiten eines Grenzwertes dieser Größe löst eine automatische Reaktion der Prüfstandsüberwachung aus.

Messstelle	Messgröße	Formelzeichen	Funktion
Verbrennungsluft	Massenstrom	\dot{m}_{VL}	Externe Regelung
Effusionskühlluft		\dot{m}_{Eff}	Externe Regelung
Brennstoff Hauptstufe		$\dot{m}_{B,Haupt}$	Externe Regelung
Brennstoff Pilotstufe		$\dot{m}_{B,Pilot}$	Externe Regelung
Markierte Verbrennungsluft		$\dot{m}_{VL,t}$	Externe Regelung
Markierte Effusionskühlluft		$\dot{m}_{Eff,t}$	Externe Regelung
Markierter Brennstoff Hauptstufe		$\dot{m}_{B,Haupt,t}$	Externe Regelung
Markierter Brennstoff Pilot		$\dot{m}_{B,Pilot,t}$	Externe Regelung
Luftversorgung		T_{KL}	Interne Regelung
Zuleitung Verbrennungsluft		T_{LuVo}	Interne Regelung
Brennkammereintritt 1.1 – 1.3	Temperatur	$T_{VL,1.i}$	Steuerung
Brennkammereintritt 2.1 – 2.3		$T_{VL,2.i}$	Steuerung
Zuleitung Hauptstufe		T_B	Überwachung
Abgastemperatur		T_{Ex}	Überwachung
Einlauf Drossel		T_D	Notabschaltung
Effusionskühlung		T_{Eff}	Steuerung
Ausstrom Effusionsheizter 1 – 3		$T_{Eff,H.i}$	Notabschaltung
Druckbehälter 1 – 2		$T_{DB,i}$	Überwachung
Zulauf Staukörper		T_{KL}	Überwachung
Rücklauf Staukörper		T_{KL}	Überwachung
Zulauf Lagerschale	Druck	$T_{KW,L,VL}$	Überwachung
Rücklauf Lagerschale		$T_{KW,L,Rl}$	Überwachung
Zulauf Mantelkühlung 1 – 2		$T_{KW,M,VL,i}$	Überwachung
Rücklauf Mantelkühlung 1 – 2		$T_{KW,M,Rl,i}$	Überwachung
Luftversorgung		P_{max}	Interne Regelung
Messblende Kühlluft 1 – 2		$P_{KL,i}$	Interne Regelung
Brennkammereintritt 1 – 2		$P_{Plenum,i}$	Überwachung
Flammrohr		P_{DBK}	Regelung
Kühlluftmodul 1 – 2		$P_{Eff,i}$	Überwachung
Druckbehälter		P_{KL}	Überwachung
Abgasstrang	Volumenstrom	P_{Ex}	Überwachung
Wassereinspritzung 1 – 2		$P_{KW,i}$	Interne Regelung
Zuleitung Verbrennungsluft		\dot{V}_{VL}	Notabschaltung
Zuleitung Effusionsheizter 1-3		$\dot{V}_{Eff,i}$	Notabschaltung
Zuleitung Kühlwasser		$\dot{V}_{KW,Ex}$	Steuerung
Zuleitung Mantelkühlung 1 – 2		$\dot{V}_{KW,M,i}$	Überwachung
Drallzahlverstellung		S	Interne Regelung

Kapitel 4

Grundlagen der Messmethoden

Die Untersuchungen in dieser Arbeit werden hauptsächlich mit nicht oder semi-invasiven optischen Messtechniken durchgeführt. Im folgenden Kapitel werden die grundlegenden Funktionsprinzipien der Techniken beschrieben. Die Beschreibung erhebt dabei nicht den Anspruch auf Vollständigkeit, sondern dient dem Zweck, die Funktionsweisen und die Versuchsaufbauten nachzuvollziehen. Für eine detaillierte Herleitung und Beschreibung der quantenmechanischen Grundlagen wird in den entsprechenden Abschnitten auf weiterführende Literatur verwiesen. Die praktische Umsetzung der Versuchsaufbauten und der Datenaufbereitung wird in Kapitel 6 erläutert.

Die Funktionsweise der hier eingesetzten Messtechniken können auf drei Prinzipien zurückgeführt werden. Die **resonante** sowie die **nicht resonante Interaktion von Licht und Materie**, sowie die spontane Emission von Photonen aus **chemisch angeregten Energiezuständen**. Die Geschwindigkeitsmessung über Particle Image Velocimetry (PIV) basiert auf der nicht resonanten Streuung von Licht, wohingegen die spektroskopischen Methoden der Laserinduzierten Fluoreszenz (LIF) und die Oberflächenthermometrie mittels thermographischer Phosphore (TPT) auf der resonanten Interaktion beruhen. Die Visualisierung der Wärmefreisetzungszone mittels Chemilumineszenz (CL) fällt in die dritte Kategorie. Der Gasphasenthermometrie mittels Kohärenter-anti-Stokes-Raman-Spektroskopie (CARS) liegt ein Vier-Wellen-Mischprozess zu Grunde. Vor den Erläuterungen der oben genannten Messtechniken werden zunächst die Begriffe der resonanten und der nicht resonanten Wechselwirkung eingeführt.

Resonante Wechselwirkung

Nach der Lösung der zeitinvarianten Schrödinger-Gleichung kann ein Molekül nur diskrete Energiezustände einnehmen. Die Gesamtenergie E setzt sich dabei aus der elektronischen E_e , der Vibrations- E_{vib} und der Rotationsenergie E_{rot} zusammen [71]. Anhand des Konfigurationskoordinaten-Modells kann dies graphisch anschaulich dargestellt werden (vgl. Abbildung A.1). Auf der Abszisse ist der Kernabstand der Atome im Molekül aufgetragen. Die Ordinate zeigt die Energie E . Die einhüllenden Kurven g und a beschreiben die Potentialtöpfe aus der Überlagerung des Coulomb- mit dem Morse-Potential für ein Molekül AB im Grundzustand sowie im elektronisch angeregten Zustand AB^* . Innerhalb der Potentialtöpfe existiert eine Grobstruktur von Vibrationslinien ν_i , überlagert von der Feinstruktur aus Rotationslinien J . Die Summe von E_{rot} , E_{vib} und E_e kann dabei nur Werte auf den horizontalen Linien annehmen. Ein Molekülensemble im Grundzustand g weist abhängig von der Temperatur eine charakteristische Population dieser Rotations- und Vibrationsniveaus auf. Dies wird als Boltzmann-Verteilung bezeichnet und ist für jedes Molekül ein eindeutiges Maß der Temperatur.

Trifft ein Photon mit exakt der Energie $E_{ik} = h\nu_{\text{ex}} = E_k - E_i$ auf das Molekül AB, wobei E_i und E_k zwei diskrete Energieniveaus des Moleküls repräsentieren, wird dieses

Molekül mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit B_{ik} absorbiert. Es kommt zur Entvölkerung des Ursprungszustandes i und erhöht die Population im Zustand k . Abhängig von der Energie des Photons kann der Übergang zwischen Vibrations- und Rotationslinien innerhalb eines elektronischen Zustand oder zwischen elektronischen Zuständen vorkommen $E_{ik,rot} \ll E_{ik,vib} \ll E_{ik,e}$. Im hier gezeigten Beispiel führt die Bestrahlung mit einem hochenergetischen Photon zur Anregung eines erhöhten elektronischen Niveaus (a).

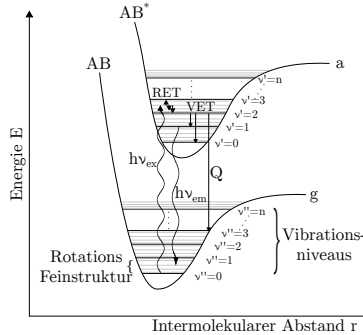


Abbildung 4.1: Resonante Licht-Materie-Wechselwirkung in der Konfigurationskoordinatendarstellung. Das Molekül AB wird durch resonante Absorption des Photons der Energie $E_{ex} = h\nu_{ex}$ aus dem Grundzustand g in den elektronisch angeregten Zustand a befördert. Nach Vibrations- und Rotationsenergietransfers (RET, VET) realisiert das Molekül unter Aussendung von $E_{em} = h\nu_{em}$ in den Grundzustand g. Der Konkurrenzprozess der Stoßlöschung Q führt zum strahlungslosen Energieabbau.

Populationen die nicht der Boltzmann-Verteilung entsprechen, haben nur eine begrenzte Lebensdauer und relaxieren durch die spontane Emission eines Photons $E_{em} = h\nu_{em}$ oder über strahlungslose Übergänge in den Grundzustand $AB^* \rightarrow AB$. Strahlungslose Übergänge können sich in einem Wechsel von Rotationsenergieniveaus (RET), Vibrationsenergieniveaus (VET), der Stoßlöschung an anderen Molekülen oder als (Prä)-Dissoziation manifestieren. Aufgrund von Rotations- und Vibrationsenergietransfers (RET, VET) ist die Energie des spontan emittierten Photons $E_{em} = h\nu_{em}$ ungleich der Energie des absorbierten Photons. Die Emission findet nicht aus dem a -ten Energiezustand direkt nach g statt, sondern oder relaxiert zuerst von a in ein Zwischenzustand, hier a^* genannt, bevor es zur Emission nach g kommt. In der Regel ist die Energie des emittierten Photons daher geringer als die des absorbierten. Die Wellenlänge ist rot verschoben. Kommt es zur Stoßlöschung, wird die gesamte Energie des angeregten Zustandes in Form von kinetischer Energie an andere Stoßpartner übertragen. Eine Emission von Photonen findet nicht statt.

Die Eintrittswahrscheinlichkeit für einen bestimmten Energietransferprozess wird über Auswahlregeln aus der Quantenmechanik bestimmt. Diese werden hier nicht weiter thematisiert, können aber in der gängigen Fachliteratur nachvollzogen werden [71]. Abhängig von der Eintrittswahrscheinlichkeit beträgt die Lebensdauer τ_a eines angeregten Zustandes zwischen wenigen Nanosekunden bis hin zu Minuten oder Stunden. Die Lumineszenz bei einer sehr kurzen Lebensdauer des angeregten Zustandes wird als Fluoreszenz, bei langen Lebensdauern als Phosphoreszenz bezeichnet.

Nicht resonante Wechselwirkung

Stimmt die Energie des eingestrahnten Photons nicht mit der eines Übergangs E_{ga} überein, wird das eingestrahlte Photon instantan gestreut. Der Vorgang wird als nicht resonante Wechselwirkung bezeichnet. Mit geringer Wahrscheinlichkeit kommt es zur inelastischen Streuung. Photon und Streuzentrum tauschen Energie aus, sodass es zu einer Wellenlängenänderung zwischen ein- und ausgestrahltem Licht kommt. Ein Beispiel ist die Teilchenzahlbestimmung mithilfe der Raman-Spektroskopie [101]. Sind die eingestrahlte und gestreute Wellenlänge gleich, wird dies als elastische Streuung bezeichnet. Die elastische Streuung ist weit wahrscheinlicher als die inelastische und resultiert in einem um mehrere Größenordnungen höheren Signal. Abhängig von der Größe eines Streuzentrums d im Vergleich zur Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes λ wird die elastische Streuung in die Bereiche der Rayleigh-Streuung ($d/\lambda < \approx 1$), der Mie-Streuung ($\approx 1 < d/\lambda < \approx 10$) und den Bereich der geometrischen Optik ($d/\lambda > \approx 10$) eingeteilt. Die Rayleigh-Streuung skaliert linear mit der Anzahl der Streuzentren und kann daher zur Teilchenzahl bzw. Temperaturmessung verwendet werden [101]. Die Mie-Streuung wird vor allem in Geschwindigkeitsmessungen wie PIV oder der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) verwendet [4].

4.1 Messung von Geschwindigkeitsfeldern mittels Particle Image Velocimetry

Die Particle Image Velocimetry (PIV) ist eine semi-invasive Geschwindigkeitsmessung basierend auf der elastischen Streuung von (Laser-) Licht an idealerweise sphärischen Partikeln. Eine umfassende Beschreibung der Historie, der mathematischen Grundlagen sowie der modernen Entwicklungen sind bei Raffel [116] und Westerweel und Adrian [2] aufgeführt.

4.1.1 Grundlagen

Zur Messung der Geschwindigkeit in einer kontinuierlichen Phase v werden der Strömung mikroskopische Impfpartikel beigemischt. Unter der Annahme, dass die Geschwindigkeit der dispersen Partikel v_p der Trägergasströmung mit vernachlässigbarem Schlupf $s = |(v_p - v)/v|$ folgen, wird aus der Verschiebung eines Partikelensembles im Raum auf die Geschwindigkeit der Gasphase geschlossen. Mithilfe von bildgebenden Detektoren werden mindestens zwei Repräsentationen der Strömung bei bekanntem Zeitabstand Δt aufgenommen. Für die Bewegung entlang einer Raumkoordinate x ergibt sich die Geschwindigkeit in x -Richtung v_x gemäß der Gleichung 4.1. $X_i(t_0)$ beschreibt die Koordinate i des auf den Detektor abgebildeten Partikelensembles in der ersten Repräsentation, $X_i(t_0 + \Delta t)$ den Ort nach der Zeitseparation Δt . Über den Abbildungsmaßstab M_0 erfolgt die Rückführung der Partikelbewegung auf dem Detektor auf eine Bewegung im realen Raum. Analog ergibt sich die Geschwindigkeit entlang der orthogonal zu x verlaufenden Koordinate y durch Betrachtung der Partikelverschiebung entlang der Koordinate j .

$$v_x = \frac{X_i(t_0) - X_i(t_0 + \Delta t)}{M_0 \Delta t} \quad (4.1)$$

Die Bestimmung der Partikelverschiebung $\Delta X_i = X_i(t_0) - X_i(t_0 + \Delta t)$ erfolgt über eine Kreuzkorrelation von Bildausschnitten des Zeitpunktes t_0 mit dem Bild zum Zeitpunkt $t_0 + \Delta t$. Das Rohbild wird in Korrelationsfenster $I(i, j)$, die sogenannten

interrogation areas (IA), aufgeteilt und mit dem umliegenden Bild I' korreliert. Das Maximum in der Korrelationsebene R , der *correlation peak*, beschreibt die wahrscheinlichste Bewegung des Partikelensembles zwischen den beiden Zeitpunkten. Die Verschiebung ergibt sich durch den Vergleich der Pixel-Koordinaten i und m bzw., j und n . Durch moderne Auswertalgorithmen ist eine subpixelgenaue Bestimmung des Verschiebevektors möglich.

$$R_{II'}(m, n) = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N I(i, j) I'(i + m, j + n) \quad (4.2)$$

4.1.2 Partikel

Eine Notwendigkeit bei der Durchführung von PIV-Messungen ist die Beimischung von Impfpartikeln in die Strömung. Die Auswahl der Partikel geschieht dabei in einem Spannungsverhältnis zwischen möglichst gutem Folgevermögen und einer ausreichend hohen Signalintensität. Je nach Anwendungsfall kommen Öltropfen, Rußpartikel oder auch gasgefüllte Seifenblasen zum Einsatz [116]. Bei Untersuchungen in Verbrennungssystemen muss zudem gewährleistet sein, dass die Partikel die hohen Temperaturen in reaktiven Strömungen schadlos überstehen, ohne eine Änderung im thermodynamischen Zustand der Flamme hervorzurufen. Aufgrund des ihres hohen Schmelzpunktes werden in der Regel Oxidkeramiken in Pulverform wie beispielsweise TiO_2 , Al_2O_3 oder MgO verwendet. Abhängig von dem Betriebszustand der Versuchsanlage kommen in den Untersuchungen dieser Arbeit verschiedene Impfpartikel zum Einsatz. Für isotherme Messungen wird höchsttemperaturfestes Silikonöl (Carl Roth, Silikonöl Nr. 100) verwendet. Bei Untersuchungen an reagierenden Strömungen Al_2O_3 -Partikel (Martinswerk, Martoxid MR70). Die wichtigsten Eigenschaften der Partikel sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Tabelle 4.1: Physikalische Eigenschaften der Impfpartikel.

	Silikonöl Nr. 100	Martoxid MR70
Dichte in kg/m^3	970	3940
Aggregatzustand bei 293 K	flüssig	fest
Siede-/Schmelzpunkt in K	613	2320
Durchmesser d_{50} in μm	≈ 1	0,5-0,8

Beleuchtung der Strömung

Bei der Beleuchtung der partikelbeladenen Strömung mit kohärentem Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 532$ nm wird das Licht elastisch an den Partikeln gestreut. Da die Wellenlänge des Lichts in der Größenordnung der Streuzentren liegt ($d/\lambda \approx 1$) wird das resultierende Signal durch die Lorenz-Mie-Theorie beschrieben [105]. In Abhängigkeit der Brechungsindizes von Fluid und Partikel, des Partikeldurchmessers sowie der Wellenlänge und der Ausbreitungsrichtung des Lichtes entsteht die in Abbildung 4.2 gezeigte Intensitätsverteilung des Streulichts. Der Partikel befindet sich im Schnittpunkt der Koordinatenachsen. Die Beleuchtung erfolgt von links nach rechts. Isolinien der Intensität sind in logarithmischer Skala als gestichelte Kreise um den Partikel eingezeichnet. Die gemessene Signalstärke ist stark von dem Partikeldurchmesser und dem Winkel zwischen Lichtquelle und Detektor abhängig. Insbesondere bei Aufbauten mit mehreren Kameras ist auf eine geschickte

Wahl des Detektionswinkels zu achten, da die Signalintensität bei Änderungen von wenigen Grad um 1 bis 2 Größenordnung abfallen kann. Da es sich um einen elastischen Wechselwirkungsprozess handelt, tritt keine Verschiebung zwischen eingestrahelter und gestreuter Wellenlänge auf⁹. Eine Trennung von Anregung und Signal ist bei der PIV daher nicht möglich.

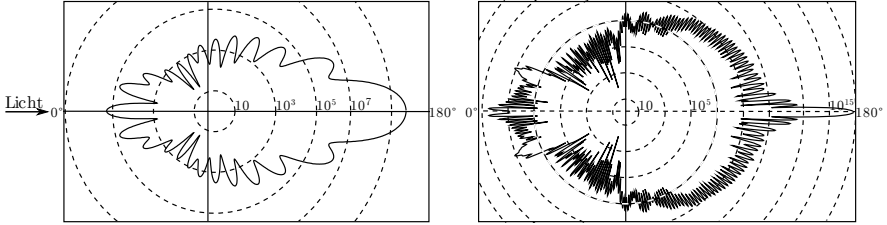


Abbildung 4.2: Mie-Streuung der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ an sphärischen Partikeln der Größe 1 und $10 \mu\text{m}$. Abbildung entnommen aus [116].

Folgevermögen

Da in der PIV nicht die Geschwindigkeit der Gasströmung, sondern die des Partikels gemessen wird, muss sichergestellt sein, dass die Partikel der Strömung möglichst ohne Geschwindigkeitsdifferenz folgen. Beschrieben werden die Kräfte auf ein Partikel in einer Gasströmung durch die Basset-Boussinesq-Oseen-Gleichung (BBO) [142]. Bei der Anwendung auf mikroskopische Partikel, deren Partikel-Reynolds-Zahl im Bereich von $Re_p = 1$ liegt (vgl. Gleichung 4.3), wird die BBO von viskosen Reibungskräften dominiert und auf den Ausdruck 4.4 reduziert.

$$Re_p = \frac{\max\{|v - v_p|\} d_p \rho_p}{\eta_p} \quad (4.3)$$

$$v_p - v = \frac{d_p^2}{18} \frac{\rho_p - \rho}{\eta} \frac{dv_p}{dt} \quad (4.4)$$

Die Gleichung beschreibt die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Gasströmung und Partikel in Abhängigkeit des Dichteunterschiedes zwischen Partikel ρ_p und Gasphase ρ , dem Partikeldurchmesser d , der dynamischen Viskosität des Gasphase η und der Beschleunigung des Partikels dv_p/dt . In einer stationären Strömung wirkt die Gewichtskraft als einzige Beschleunigung auf den Partikel $dv_p/dt = g$. Bei den Untersuchungen in dieser Arbeit ist die Dichte der Partikel um drei bis vier Größenordnungen höher als die der Gasphase. Eine Minimierung der Geschwindigkeitsdifferenz ist nur über den Durchmesser der Partikel möglich. Mit den in Tabelle 4.1 aufgeführten Eigenschaften der Partikel ergibt sich im stationären Fall eine Geschwindigkeitsdifferenz zwischen 10 und $100 \mu\text{m/s}$. Die Messunsicherheit in den hier durchgeführten Untersuchungen ist um $\mathcal{O}(10^4 - 10^5)$ höher (vgl. Kapitel 6.1.5).

⁹Bedingt durch den Doppler-Effekt findet in Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit v auch bei Mie-Streuung der Frequenz ν eine Wellenlängenänderung nach der Vorschrift $\nu = \nu_0(1 + v/c)$ statt. Für typische Strömungsgeschwindigkeiten in einer Gasturbine ist diese Änderung jedoch messtechnisch nicht zu erfassen und wird daher vernachlässigt.

In turbulenten Strömungen treten Geschwindigkeitsfluktuationen hoher Frequenz f auf. Aufgrund der Massenträgheit der Partikel können diese den Fluktuationen nur bis zu einer bestimmten Grenzfrequenz f_0 folgen. Für eine sinusförmige Geschwindigkeitsfluktuation folgt aus Gleichung 4.4 nach der Herleitung von Albrecht die maximale Folgefrequenz f_0 als Funktion des zulässigen Schlupfes $s = |(v_p - v)/v|$ [4]. Für das Dichteverhältnis $\rho_p \gg \rho$ wird f_0 durch die Gleichung 4.5 beschrieben.

$$f_p = \frac{1}{2\pi\tau_0} \sqrt{\frac{1}{(1-s)^2} - 1} \quad (4.5)$$

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\eta} \quad (4.6)$$

Für einen zulässigen Schlupf von $s = 1\%$ ergeben sich in Abhängigkeit der Relaxationszeit τ_p die in Tabelle 4.2 aufgeführten minimalen Folgefrequenzen in Abhängigkeit der Gastemperatur. Für höhere Temperaturen nimmt die Folgefrequenz aufgrund der steigenden dynamischen Viskosität η zu.

Tabelle 4.2: Folgevermögen der Partikel in turbulenter Strömung für Lufttemperaturen der nicht reagierenden Strömung bei $T_{VL} = 293\text{ K}$ und $T_{VL} = 623\text{ K}$ sowie bei reagierender Strömung bei $T = 2000\text{ K}$.

Stoff	Grenzfrequenz in kHz		
	$T_{VL} = 293\text{ K}$	$T_{VL} = 623\text{ K}$	$T = 2000\text{ K}$
Silikonöl Nr. 100	$\approx 7,72$	$\approx 12,34$	n. a.
Martoxid MR70	$\approx 2,97$	$\approx 4,75$	$\approx 10,00$

4.1.3 Detektion

In der digitalen PIV wird das Streulicht der Partikel mit mindestens einem bildgebenden Detektor aufgezeichnet. Die partikelbeladene Strömung wird mit einem Lichtschnitt (Gegenstandsebene) endlicher Lichtschnittdicke Δz beleuchtet. Über eine abbildende Optik (Objektiv) werden die Partikel innerhalb des Lichtschnittes auf die Bildfläche eines Detektors (Bildebene) abgebildet. Abbildung 4.3 stellt den Vorgang schematisch dar. Die dreidimensionale Bewegung innerhalb des Lichtschnitts wird auf eine zweidimensionale Bewegung in der Bildebene projiziert.

Abbildung der Partikel

Für ideale optische Bedingungen wird die Abbildung der Partikel aus der Gegenstandsebene in die Bildebene durch Gleichung 4.7 beschrieben. Die Koordinaten der Partikel im Lichtschnitt werden mit x und y in Metern (m) beschrieben. Über den Abbildungsmaßstab M_0 findet eine Koordinatentransformation zu den Koordianten X und Y in Pixeln (px) statt. Der Abbildungsmaßstab M_0 wird durch die Streckenverhältnisse der Gegenstandsweite g zur Bildweite b festgelegt.

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = M_0 \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

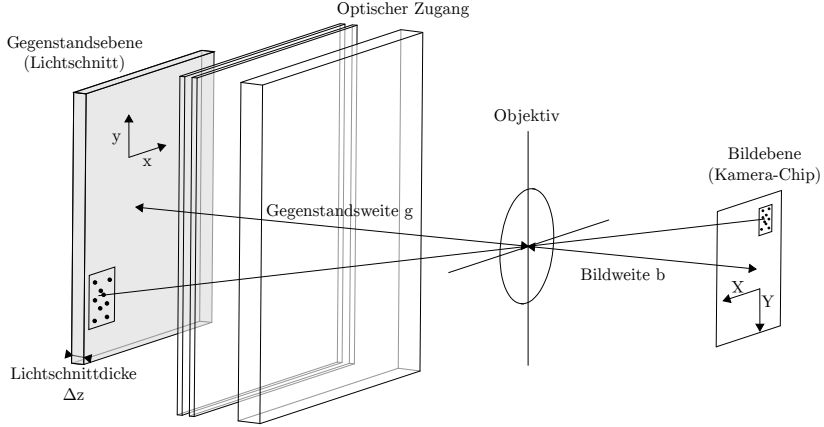


Abbildung 4.3: Abbildung eines Partikelensembles in einem 2D2C-PIV-Aufbau.

$$M_0 = \frac{g}{b} \quad (4.8)$$

Um eine scharfe Abbildung der Partikel im Lichtschnitt zu ermöglichen, muss die in Gleichung 4.9 beschriebene Tiefenschärfe δz größer oder gleich der Lichtschnittdicke Δz sein. Durch die Erhöhung der Blendenzahl F der abbildenden Optik kann die Tiefenschärfe erhöht werden. Gleichzeitig sinkt jedoch die Signalintensität.

$$\delta z \cong 4 \left(1 + \frac{1}{M_0} \right)^2 F^2 \lambda \quad (4.9)$$

Entzerrung und Registrierung

In der praktischen Umsetzung sind die optischen Bedingungen nicht ideal. Durch die Verzeichnung des Objektivs kommt es zu lokalen Änderungen im Abbildungsmaßstab. Inhomogenitäten im Brechungsindex zwischen Gegenstands- und Bildebene, beispielsweise durch optische Zugänge, verändern die optische Weglänge und somit den Abbildungsmaßstab zusätzlich.

Zur Korrektur der Abbildungsfehler werden Aufnahmen einer gemusterten Referenzplatte, dem sogenannten *target*, in der Gegenstandsebene aufgezeichnet. Durch die Analyse des bekannten Musters auf der Referenzplatte wird für jeden Bildpunkt des Detektors (X_i, Y_i) eine separate Zuordnungsvorschrift zur Transformation der Daten aus dem realen Raum (x_i, y_i) bestimmt. Dieser Vorgang wird als Registrierung bezeichnet. Als Zuordnungsvorschrift werden wahlweise zweidimensionale Polynome dritter Ordnung [130] oder Erweiterungen des klassischen Lochkameramodells aus Gleichung 4.8 verwendet [10].

Stereoskopische PIV

Die Verwendung von einem Detektor wie in Abbildung 4.3 ermöglicht nur die Beobachtung der Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_y entlang der Bildebene (2D2C-PIV). Durch

die Betrachtung des Lichtschnitts mit zwei Detektoren aus unterschiedlichen Blickwinkeln ist eine stereoskopische Rekonstruktion der Geschwindigkeitskomponente v_z normal zum Lichtschnitt möglich. Das Verfahren wird als Stereo-PIV (SPIV) oder 2D3C-PIV bezeichnet. Für eine detaillierte Beschreibung wird auf die Arbeit von Arroyo [9] und Prasad [115] verwiesen.

Das Schema eines stereoskopischen Aufbaus ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Objek-

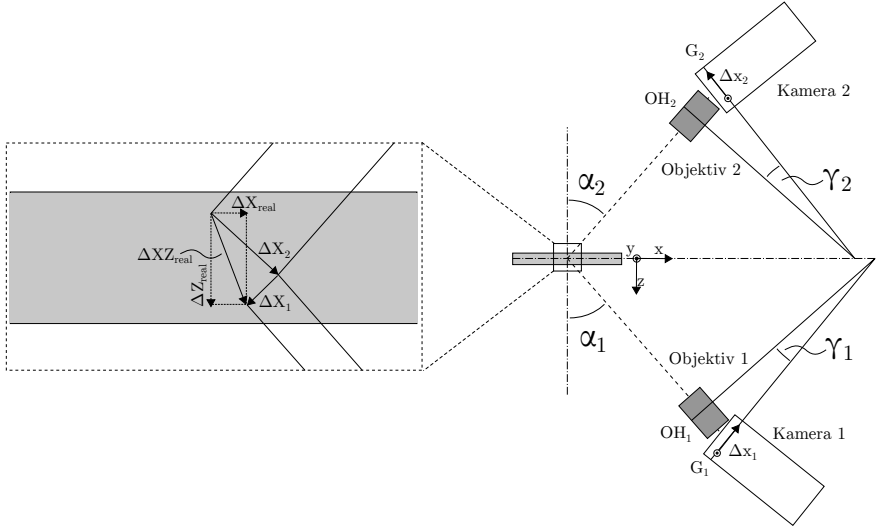


Abbildung 4.4: Abbildung der projizierten Partikelverschiebung in 2D3C-PIV-Aufnahmen.

tivhauptebenen beider Kameras OH_1 und OH_2 sind jeweils um den Winkel α_i und β_i zur Lichtschnittebene geneigt; α_i beschreibt die Neigung aus der xy -Ebene. Die Neigung aus der xz -Ebene β_i ist in der Abbildung nicht dargestellt. Durch die Neigung sind Bild- und Gegenstandsebene nicht mehr parallel ausgerichtet. Um dennoch eine scharfe Abbildung der Partikel zu ermöglichen, ohne die Schärfentiefe δz durch starkes Abblenden zu erhöhen, werden Bild-, Gegenstands- und Objektivhauptebene durch die Verdrehung der Bildebenen um den Winkel γ bzw. δ^{10} in Scheimpflug-Anordnung ausgerichtet [122]. Aufgrund der Neigung um die Winkel α und β zeichnen die Detektoren statt der realen Partikelverschiebung die Projektionen entlang ihrer Hauptachse auf. Sind die Winkel bekannt, lassen sich die realen Verschiebevektoren aus den Projektionen gemäß trigonometrischer Beziehungen aus den Gleichungen 4.10, 4.11 und 4.12 berechnen. Die Winkel α und β werden anhand einer dreidimensionalen Kalibrationsplatte bekannter Geometrie bestimmt.

$$v_x = \frac{v_{x,1} \tan \alpha_2 + v_{x,2} \tan \alpha_1}{\tan \alpha_1 + \tan \alpha_2} \quad (4.10)$$

$$v_y = \frac{v_{y,1} \tan \beta_2 + v_{y,2} \tan \beta_1}{\tan \beta_1 + \tan \beta_2} \quad (4.11)$$

¹⁰ Analog zur dem Winkel β_i ist die Verdrehung der Kameras um den Winkel δ_i in der Zeichnung nicht dargestellt.

$$v_z = \frac{v_{x,1} - v_{x,2}}{\tan \alpha_1 - \tan \alpha_2} = \frac{v_{y,1} - v_{y,2}}{\tan \beta_1 - \tan \beta_2} \quad (4.12)$$

Sind α oder β gleich null, kann die Rekonstruktion aller Geschwindigkeitskomponenten durch Umstellen der Gleichung 4.12 zur Gleichung 4.13 auf die Abhängigkeit von einem Winkel zurückgeführt werden.

$$v_y = \frac{v_{y,1} + v_{y,1}}{2} + \underbrace{\frac{v_{x,1} + v_{x,1}}{2} \left(\frac{\tan \beta_2 - \tan \beta_1}{\tan \alpha_2 - \tan \alpha_1} \right)}_{\approx 0} \quad (4.13)$$

4.2 Nachweis des OH-Radikals über Laserinduzierte Fluoreszenz

Die Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) basiert auf der resonanten Wechselwirkung zwischen Licht und Materie. Durch die Absorption eines Photons der Energie $E = h\nu_{ik}$ wird ein Molekül gezielt in ein elektronisch angeregtes Energieniveau angehoben, aus dem es nach einer kurzen Lebensdauer unter Abgabe eines Photons ν_{ki} wieder relaxiert. Die Energien von Absorption und Emission sind dabei molekülspezifisch und erlauben eine hochselektive Anregung und Detektion verbrennungsrelevanter Spezies (OH, CO, NO) [83].

In dieser Arbeit wird die qualitative Detektion des Hydroxyl-Radikals (OH) zur Markierung der Flammenfront herangezogen. OH wird ab etwa 1500 K in der Reaktionszone einer Flamme gebildet und anschließend konvektiv transportiert. Die Konzentration zeigt einen ausgeprägten Gradienten von unverbranntem hin zu verbranntem Gemisch. Der Ort des steilsten Gradienten wird als Flammenfront bezeichnet [65]. Ausgehend von den Begriffen aus dem Abschnitt **resonante Wechselwirkung**, werden im Folgenden Abhängigkeiten der Signalintensität diskutiert. Detaillierte Herleitungen können bei Demtröder [35], [36] und Banwell [11] nachvollzogen werden.

4.2.1 Grundlagen

Die Strahlungsintensität eines LIF-Signals I_{LIF} aus einem gegebenen Messvolumen kann nach Smith durch die Gleichung 4.14 beschrieben werden.

$$I_{\text{LIF}} \propto \mathcal{A} \mathcal{Q} \mathcal{D} \quad (4.14)$$

Die Signalstärke I_{LIF} verhält sich demnach proportional zur Absorption \mathcal{A} , zur Quanteneffizienz \mathcal{Q} sowie zur Detektionswirkungsgrads \mathcal{D} . Die Absorption und Quanteneffizienz beschreiben molekülspezifische Parameter, die zudem noch von Druck, Temperatur und dem Speziesvektor im Messvolumen sowie den Eigenschaften der Lichtquelle abhängen. Der Detektionswirkungsgrad ist eine Funktion des experimentellen Aufbaus.

Absorption

Die Anzahldichte der absorbierenden Moleküle \mathcal{A} beim Übergang aus dem Grundzustand

i in den angeregten Zustand k wird abhängig von spektroskopischen Größen und dem thermodynamischen Zustand im Messvolumen durch die Gleichung 4.15 beschrieben.

$$\mathcal{A} \propto B_{ik} I_{\text{Laser}} \tau_{\text{Laser}} \mathcal{T}(p, T) N(p, T) f_B(T) \quad (4.15)$$

Die Wahrscheinlichkeit für eine Absorption wird durch den Einstein-B-Koeffizient B_{ik} angegeben. Abhängig von Druck und Temperatur ergibt die Boltzmann-Fraktion f_B zusammen mit der Teilchenzahldichte N die Zahl der im Messvolumen anregbaren Moleküle. Abhängig vom Überlapp zwischen der Absorptionslinie und dem spektralen Profil des Lasers $\mathcal{T}(p, T)$, der Bestrahlungsintensität I_{Laser} sowie der Pulsdauer τ_{Laser} können diese in einen angeregten Energiezustand angehoben werden. In den hier durchgeführten Untersuchungen wird der Übergang aus dem Grundzustand $X^2\Pi$ in das Vibrationsniveau $\nu' = 1$ des elektronisch angeregten $A^2\Sigma^+$ -Zustands betrachtet. Schematisch sind die Transferprozesse in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Absorptionswellenlänge liegt bei $\approx 283 \text{ nm}$ ¹¹.

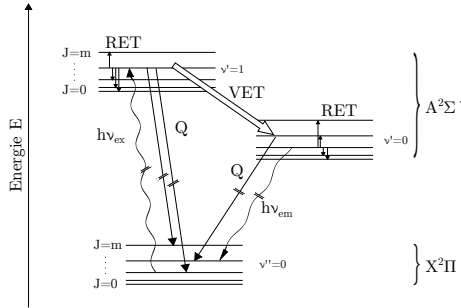


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der Energietransferprozesse in der OH-LIF. Anregung des $A^2\Sigma^+$ -Zustands in $\nu' = 1$ durch ein Photon bei $\lambda_{\text{ex}} = 282,9 \text{ nm}$. VET nach $\nu'' = 0$. Emission eines Photons bei $\lambda_{\text{em}} = 308 \text{ nm}$ in den Grundzustand $X^2\Pi$. Strahlungslose Konkurrenzprozesse durch Stoßlöschung (Q).

Quanteneffizienz

Nach der Anregung in das elektronisch angeregte Energieniveau setzen Relaxationsprozesse ein, um den Grundzustand wiederherzustellen. Die Wahrscheinlichkeit einer spontanen Emission der zuvor angeregten Moleküle wird durch die Quanteneffizienz Q in Gleichung 4.16 wiedergegeben. Der $A^2\Sigma^+$ -Zustand reagiert zuerst aus dem $\nu' = 1$ -Niveau durch einen VET in das $\nu' = 0$ -Niveau, bevor die Emission von Photonen der Wellenlänge $\approx 308 \text{ nm}$ stattfindet.

$$Q \propto \frac{A_{ki}}{\sum_j A_{kj} + Q(p, T) + P_k} \quad (4.16)$$

Der Einsteinkoeffizient-A-Koeffizient A_{ki} beschreibt dabei die Wahrscheinlichkeit für die Aussendung eines Photons. Dieser steht in Konkurrenz zur Summe aller theoretisch möglichen strahlenden Übergänge A_{kj} , der Stoßlöschung $Q(p, T)$ sowie der Wahrscheinlichkeit

¹¹Die exakte Anregungswellenlänge wird anhand eines Linescans im Kapitel 6.2.1 bestimmt.

für Prädissoziation.

Die Stoßlöschung beschreibt den strahlungslosen Energieaustausch zwischen dem OH*-Radikal und benachbarten Molekülen. Nach der Beschreibung von Battles kann die Stoßlöschung durch eine Funktion des Umgebungsdrucks p , der Temperatur T , der Teilchenzahldichte N , der reduzierten Masse μ sowie dem totalen Stoßquerschnitt σ_{km} zwischen dem OH-Molekül und allen benachbarten Molekülen m modelliert werden [12].

$$Q_k(p, T) = N(p, T) \sigma_{km} \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu}} \quad (4.17)$$

Für quantifizierbare LIF müssen die Anteile aller Konkurrenzprozesse bekannt sein. Insbesondere die Modellierung der Stoßlöschung ist dabei problematisch, da diese zusätzlich zum thermodynamischen Zustand die Kenntnis aller potentieller Stoßpartner nötig macht. In den hier durchgeführten Untersuchungen ist die Spezieskonzentration der Stoßpartner nicht bekannt. Da eine Kalibration aus praktischen Gründen nicht durchführbar ist, können nur qualitative Aussagen getroffen werden.

Detektion

Die Ausbreitungsrichtung von spontan emittierten Photonen weist keine Vorzugsrichtung auf. Abhängig vom Raumwinkel Ω der abbildenden Optik wird daher nur ein Teil der emittierten Photonen detektiert. Weitere Einflussgrößen auf die Höhe des detektierten Signals ergeben sich durch den spektralen Anteil des LIF-Signals F_f , die Transmissionseffizienz der Optiken ϵ , die Umwandlungseffizienz des Detektors η sowie den Abbildungsmaßstab M_0 (vgl. Gleichung 4.18). Die Rotverschiebung des betrachteten Übergangs ist ausreichend groß, um über eine spektrale Filterung die Anregung von der Detektion zu trennen.

$$\mathcal{D} \propto \Omega F_f \epsilon \eta M_0 \quad (4.18)$$

4.3 Wandtemperaturmessung mithilfe von thermographischen Phosphoren

Keramische Materialien, die aufgrund der Dotierung mit Übergangsmetallen oder seltenen Erden eine temperaturabhängige Lumineszenz aufweisen, werden als thermographische Phosphore (TP) bezeichnet. Basierend auf der resonanten Absorption von (Laser)-Licht wird ein rot verschobenes Signal erzeugt, dessen spektraler oder zeitlicher Verlauf zur Temperaturbestimmung herangezogen werden kann. Die Messung der Oberflächentemperatur mithilfe von TPs fällt in den Bereich der semi-invasiven Messtechniken, da nicht die Temperatur der Oberfläche, sondern die Temperatur einer auf die Oberfläche aufgetragenen TP-Schicht gemessen wird. Eine detaillierte Herleitung des Lumineszenzverhaltens und der quantenmechanischen Vorgänge wird von Blasse und Grabmaier in [19] durchgeführt. Die folgende Beschreibung ist in Aufbau und Darstellung eng an die Arbeiten von Fuhrmann [53], Kissel [81] und Brübach [29] angelehnt.

4.3.1 Grundlagen

In der kristallinen Struktur der TPs werden wenige Massenprozent der keramischen Verbindungen (Liganden) durch die Dotierung mit Ionen der seltenen Erden bzw. Übergangsmetalle ersetzt. Typische Materialien der Kristalle sind Yttrium-Aluminium-Granate

(YAG) oder Yttrium-stabilisierte-Zirkone (YSZ). Beide Materialien sind extrem stabil gegenüber thermischen Belastungen und werden beispielsweise als Teil von Wärmeisolationmaterialien, sogenannten *thermal-barrier-coatings* (TBC), in Gasturbinenbrennkammern eingesetzt [6].

Nach einer resonanten Anregung können die Dotierungskomponenten Energie infolge von spontaner Emission abgeben. Die Dotierungskomponenten werden daher als Lumineszenzzentren bezeichnet. Die Temperaturabhängigkeit der Lumineszenz basiert auf der Konkurrenz zwischen strahlungslosen Energietransfers und der spontanen Emission von Strahlung. Die Übergangswahrscheinlichkeit W_{ag} von einem angeregten Zustand a in den Grundzustand g kann als Summe der Einzelwahrscheinlichkeiten für strahlungslose ($W_{\text{ag,SL}}$) und strahlungsbehaftete Übergänge ($W_{\text{ag,S}}$) interpretiert werden.

$$W_{\text{ag}}(T, c) = W_{\text{ag,S}}(T, c) + W_{\text{ag,SL}}(T, c) \quad (4.19)$$

Die Einzelwahrscheinlichkeiten sind dabei jeweils von der Temperatur und für bestimmte Phosphore vom Speziesvektor c abhängig. Für die Population eines Ensembles von angeregten Lumineszenzzentren N_a folgt aus der Übergangswahrscheinlichkeit die zeitliche Entwicklung durch die Ratengleichung

$$N_a(t) = N_a(t=0) = e - \frac{t}{\tau} \quad (4.20)$$

mit $\tau = 1/W_{\text{ag}}$ und $N_a(t=0)$ der Anzahl der angeregten Moleküle zum Startzeitpunkt der Betrachtung. Da τ eine Funktion der Temperatur darstellt, kann die Temperatur aus der Messung der zeitlichen Entwicklung von N_a bestimmt werden.

Die Einbettung der Lumineszenzzentren in das Kristallgitter führt zu einer Vielzahl von Energietransferprozessen, die einen strahlungslosen Energieabbau und somit eine Erhöhung von $W_{\text{ag,SL}}$ nach sich ziehen. Im Folgenden werden die Prozesse anhand der Abbildung 4.6 skizziert und erläutert.

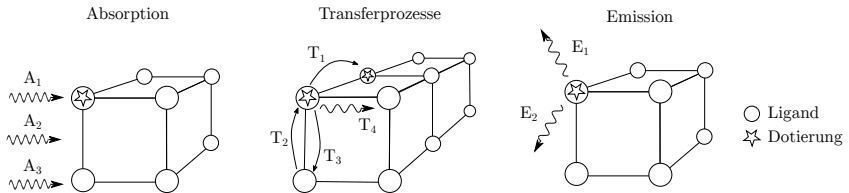


Abbildung 4.6: Aufbau und Licht-Materie-Wechselwirkungen von thermographischen Phosphoren. Kristallanordnung der Liganden (Kreis) mit der Dotierungskomponente (Stern). Anregung über die Absorption eines Photons durch die Prozesse A_1 – A_3 , Transferprozesse T_1 – T_5 und Abgabe eines Photons E_1 – E_2 . Die Darstellung ist aus der Arbeit von Kissel reproduziert [81].

Anregung

Die Anregung von TPs kann aufgrund von drei Absorptionsmechanismen A_1 – A_3 erfolgen. Abhängig vom Mechanismus wird die Energie des Photons von verschiedenen Elektronenorbitalen aufgenommen. Im Fall der Anregung des Lumineszenzzentrums (A_1) wird die Energie durch das Orbital des Valenzelektrons aufgenommen. Die Energie der Bindung

zwischen Ligand und Lumineszenzzentrum und somit auch deren Kernabstand bleibt unverändert, was zu einer sehr schmalen Absorptionsbande führt. Bei den Mechanismen A_2 und A_3 wird die Energie des Photons durch ein Elektron in der Bindung zwischen Ligand und Dotierungselement (A_2) oder von dem Ligand (A_3) absorbiert. In beiden Fällen ändert sich das Orbital der Bindung, was zu einem steigenden Kernabstand und somit einer breiten Absorptionsbande führt.

Energietransferprozesse

Die Energietransferprozesse innerhalb des Kristallgitters können die Wahrscheinlichkeit für eine spontane Emission von Photonen sowohl erhöhen als auch verringern. Ein Lumineszenzzentrum im angeregten Zustand kann strahlungslos Energie mit seinen Gitternachbarn austauschen. Dabei ist sowohl der Austausch zwischen Lumineszenzzentren (T_1) als auch mit Liganden (T_2 , T_3) möglich. Die Wahrscheinlichkeit dieses Transferprozesses steigt mit einer Erhöhung der Dotierungskonzentration. Energie, die an die Liganden abgegeben wird (T_3), steht nicht mehr für die Emission von Photonen zur Verfügung. Ein Beispiel ist die thermische Stoßlöschung bei hohen Temperaturen, bei der die Energie des angeregten Zustands in ein energiereiches Vibrationsniveau des Grundzustands transferiert. Kommt es zur Abgabe von Energie an ein benachbartes Lumineszenzzentrum (T_1) sinkt die Gesamtwahrscheinlichkeit für eine Emission ebenfalls, da dem neu angeregten Lumineszenzzentrum wiederum alle Transferprozesse offen stehen. Dieser Vorgang wird als Konzentrationsstoßlöschung bezeichnet. Der Energieübertrag vom angeregten Liganden zum Lumineszenzzentrum (T_2) erhöht die Wahrscheinlichkeit für eine spontane Emission. Spontan emittierte Photonen können durch benachbarte Lumineszenzzentren bzw. Liganden reabsorbiert werden (T_4). Durch die Reabsorption wird Energie abgebaut, ohne dass diese als Lumineszenz detektiert werden kann.

Emission

Aus dem niedrigsten Vibrationsniveau des angeregten Zustands $v_a = 0$ emittiert das Lumineszenzzentrum rot verschobene Photonen durch spontane Emission. Aus einem Singulett-Singulett-Übergang resultiert die kurzlebige Fluoreszenz (E_1). Tritt die Emission nach einem spinverbotenen Übergang (*inter-system-crossing*, ISC) von einem Triplett- in ein Singulett-Zustand auf, wird die Energie als langlebige Phosphoreszenz abgegeben.

Eine Simulation der Temperaturabhängigkeit der Lumineszenz ist aufgrund der komplexen Wechselwirkungsprozesse im Allgemeinen nicht möglich. Um die Lumineszenzeigenschaften zur Temperaturmessung zu nutzen, ist daher immer die Rückführung des Lumineszenzsignals auf eine bekannte Temperatur anhand von Kalibrationsmessungen nötig. Die Art der Rückführung wird im Folgenden diskutiert.

4.3.2 Messmethode

Die temperaturabhängigen Transferprozesse haben sowohl einen Einfluss auf die Lebensdauer der Phosphoreszenz als auch auf die Anzahl und spektrale Verteilung der emittierten Photonen. Durch Kalibrationsuntersuchungen bei bekannten Temperaturen können beide Effekte zur Temperaturmessung herangezogen werden. Abbildung 4.7 zeigt eine Übersicht der möglichen Messmethoden. Der grundlegende Unterschied besteht in der Größe, auf die die Temperatur in den Kalibrationsmessungen zurückgeführt wird. Während die Temperaturinformation in den zeitaufgelösten Methoden auf eine Zeitkonstante des Prozesses

zurückgeführt wird, ist die Messgröße bei den zeitintegrierenden Methoden eine Strahlungsintensität bzw. das Verhältnis zweier Intensitäten. In Systemen mit eingeschränkten oder zeitlich verändernden optischen Zugängen sind die zeitbasierten Methoden robuster als die intensitätsbasierten Verfahren [54].

In dieser Arbeit wird der zeitaufgelöste Verlauf der Lumineszenz nach der Anregung durch

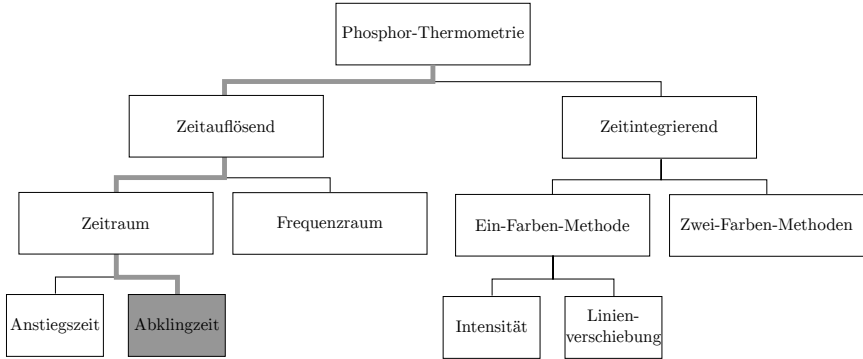


Abbildung 4.7: Methoden zur Temperaturbestimmung mithilfe Thermographischer Phosphore. Die gewählte Methode ist farblich hervorgehoben.

eine gepulste Lichtquelle zur Temperaturbestimmung genutzt. Die Messungen werden im Zeitraum durchgeführt. Der typische Signalverlauf $I(t)$ eines TP's ist in Abbildung 4.8 für zwei unterschiedliche Temperaturen $T_1 < T_2$ skizziert. Nach der Anregung A durch die schmalbandige Lichtquelle steigt das Signal innerhalb der Zeit t_{\max} auf die Maximalintensität I_{\max} . Die Dauer der Beleuchtung ist dabei klein gegenüber dem zeitlichen Verlauf des Signals. Die Anstiegszeit $\tau_r = t_r - t_0$ beschreibt die Dauer bis zum Erreichen von $1 - 1/e$ (63,2 %) der maximalen Intensität I_{\max} . Analytisch wird der Signalverlauf durch die Formel

$$I(t) = I_{\max} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_r}}\right) \quad (4.21)$$

beschrieben.

Die Zeitkonstante τ_r wird als Anstiegszeit bezeichnet. Für höhere Temperaturen verschiebt sich τ_r zu geringeren Werten. Beispiele für die Verwendung der Anstiegszeit zur Temperaturmessung

Dem Anstieg der Signalintensität folgt ein exponentielles Abklingen der Phosphoreszenz durch Gleichung 4.22. Die Abklingzeit $\tau = t_d - t_{\max} - t_0$ beschreibt die Dauer, nach der das Signal auf $1/e$ (36,7 %) des Maximalwerts I_{\max} gefallen ist.

$$I(t) = I_{\max} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.22)$$

Beiden Verfahren ist gemein, dass die temperaturabhängige Größe τ_r bzw. τ eine Zeitkonstante darstellt. Diese ist unabhängig von der absoluten Signalintensität und daher wenig sensitiv gegenüber den Transmissions- und Abbildungseigenschaften des Detektionssystems. Die Kalibration des Messsystems kann daher *ex situ* durchgeführt werden, was insbesondere in schwer zugänglichen Messumgebungen einen erheblichen Vorteil gegenüber den zeitintegrierenden Methoden darstellt. Dem gegenüber steht ein erhöhter

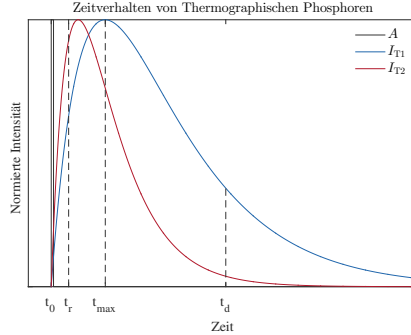


Abbildung 4.8: Zeitverhalten thermographischer Phosphore bei gepulster Anregung mittels eines Lasers bei unterschiedlichen Temperaturen ($T_1 < T_2$). Am Zeitpunkt t_0 erfolgt die Anregung mittels A.

Aufwand bei der Messtechnik, da eine ausreichend schnelle Abtastung des Signals sichergestellt sein muss. In der praktischen Anwendung spielt die Detektion der Anstiegszeit eine untergeordnete Rolle, da die Anstiegszeit τ_r um Größenordnungen kleiner ist als die Abklingzeit. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen ist $\tau_r \ll \tau$. Es wird daher nur die Abklingzeit zur Temperaturmessung verwendet. Der Anstieg der Lumineszenz auf den Maximalwert I_{\max} erfolgt quasi instantan zur Beleuchtung durch den Laser. Es folgt daher für die weitere Arbeit $t_0 = t_{\max}$ bzw. für die Anfangsintensität der Phosphore $I_0 = I_{\max} = I(t_0)$.

4.4 Gasphasenthermometrie über Kohärente-anti-Stokes-Raman-Spektroskopie

Die Bestimmung der Gasphasentemperatur ist ein wichtiger Baustein zur Beschreibung des thermokinetischen Zustands eines Verbrennungssystems. Die Kohärente-anti-Stokes-Raman-Spektroskopie erlaubt die Messung von absoluten orts- und zeitaufgelösten Temperaturen im Bereich von Raumtemperatur bis über 3000 K. Durch die direkte Messung der Population der Boltzmann-Verteilung ist die Messtechnik kalibrationsfrei. Zudem ist das gerichtete kohärente Signal durch die nahezu beliebige Entfernung zwischen Messvolumen und Detektion unempfindlich gegenüber spektral überlagerten Störeinflüssen wie beispielsweise Flammeneigenleuchten oder gestreuter Laserstrahlung.

4.4.1 Grundlage

Der CARS-Prozess gehört zu den Vier-Wellen-Mischprozessen der nicht linearen Optik. Durch die Überlagerung von drei kohärenten Laserstrahlen wird ein gerichtetes kohärentes Signal erzeugt, dessen spektrales Profil die Boltzmann-Verteilung des beprobten Molekülensembles im Messvolumen enthält. Die Strahlen werden im Folgenden als Pump-, Stokes-, Probe- und CARS-Strahl bezeichnet. Zur Erzeugung eines CARS-Signals müssen sowohl

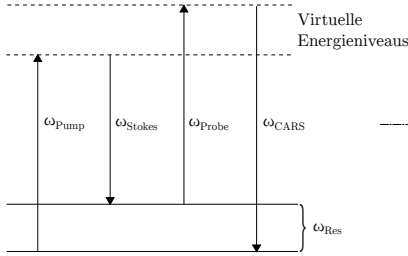
die Energie- als auch die Impulsbilanz der beteiligten Photonen mit der Kreisfrequenz ω_i ¹² erfüllt werden (vgl. Gleichung 4.23 und 4.24). Die Energiedifferenz $\omega_{\text{Res}} = h\nu_1 - h\nu_2$ muss dabei dem molekülspezifischen Raman-resonanten Übergang entsprechen (siehe Abb. 4.9).

¹²Der Index 1 bezieht sich auf den Pumpstrahl. Die Indizes 2 und 3 auf den Stokes- respektive Probe-Strahl.

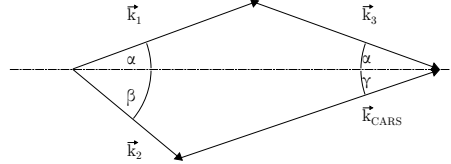
$$\omega_1 - \omega_2 + \omega_3 = \omega_{\text{CARS}} \quad (4.23)$$

$$\vec{k}_1 - \vec{k}_2 + \vec{k}_3 = \vec{k}_{\text{CARS}} \quad (4.24)$$

Energieerhaltung bei resonanter Anregung



Impulserhaltung für nicht-triviale Phasenanpassung


Abbildung 4.9: Energie- und (nicht triviale) Impulserhaltung des resonanten CARS-Prozesses.

Die Impulsbilanz wird durch die Summe der Wellenvektoren \vec{k}_i beschrieben und auch als Phasenanpassung bezeichnet. Für dispersionsfreie Medien¹³ ergibt sich die triviale Lösung von Gleichung 4.24 in der kollinearen Anordnung aller Wellenvektoren. Werden die Winkel zwischen den Strahlen $\alpha, \beta, \delta \neq 0$ gewählt, wird die Phasenanpassung als nicht trivial bezeichnet. In der praktischen Anwendung wird die Kreisfrequenz, bzw. Wellenlänge von Pump- und Probestrahl identisch gewählt. Für die Wellenvektoren gilt demnach $|\vec{k}_1| = |\vec{k}_3|$ und für die Winkel $\alpha = \delta$. Wie aus der Energieerhaltung hervorgeht, ist das CARS-Signal im Vergleich zu Pump-, Probe- und Stokes-Strahl zu höheren Energien bzw. geringeren Wellenlängen verschoben. Für die nicht triviale Impulserhaltung verlässt das kohärente Signal das Messvolumen unter dem Winkel γ . Es ist daher sowohl eine räumliche als auch eine spektrale Trennung des Signals möglich.

4.4.2 Signalintensität

Die Intensität des CARS-Signals wird durch die Gleichung 4.25 beschrieben. Das Signal verhält sich proportional zu der Energie von Pump- ($I(\omega_1)$), Probe- ($I(\omega_3)$) und Stokes-Strahl ($I(\omega_2)$). Die Interaktionslänge l geht quadratisch in die Gleichung ein. Weitere Parameter sind die Brechungsindizes n_i der jeweiligen Wellenlängen, die Lichtgeschwindigkeit c sowie die Dielektrizitätskonstante ϵ_0 . Über die resonante Energiedifferenz ω_{CARS} und die Suszeptibilität dritter Ordnung $\xi_{zzzz}^{(3)}$ wird die Abhängigkeit des CARS-Signals von der Besetzungsanzahl der Rotations- und Vibrationszustände des beprobten Molekülensembles hergestellt. Eine detaillierte Herleitung dieses Zusammenhangs kann in [39] nachvollzogen werden.

¹³Mit dem Begriff Dispersion wird die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex n bezeichnet.

$$I_{\text{CARS}} = \frac{\omega_{\text{CARS}}^2}{n_{\text{CARS}} n_1 n_2 n_3 c^4 \epsilon_0^2} |\xi_{\text{zzzz}}^{(3)}|^2 I(\omega_1) I(\omega_2) I(\omega_3) l^2 \left(\frac{\sin \frac{\Delta k l}{2}}{\frac{\Delta k l}{2}} \right)^2 \quad (4.25)$$

Ein besonderes Augenmerk gilt dem letzten Term in Gleichung 4.25. Dieser Beschreibt die Auswirkungen des Phasenanpassungsfehlers $\Delta k = |\Delta \vec{k}| = |\vec{k}_1 - \vec{k}_2 + \vec{k}_3 - \vec{k}_{\text{CARS}}|$ auf die Signalintensität. Für eine optimale Phasenanpassung muss die Impulserhaltung über die gesamte Länge des Messvolumens l erfüllt werden. Dies setzt eine exakte Justage in räumlicher wie auch zeitlicher Koordinate von allen beteiligten Lichtquellen voraus. Ist dies nicht der Fall, sinkt das Signal stark ab, wie in Abbildung 4.10 anhand einer Simulation des CARS-Singals gezeigt wird.

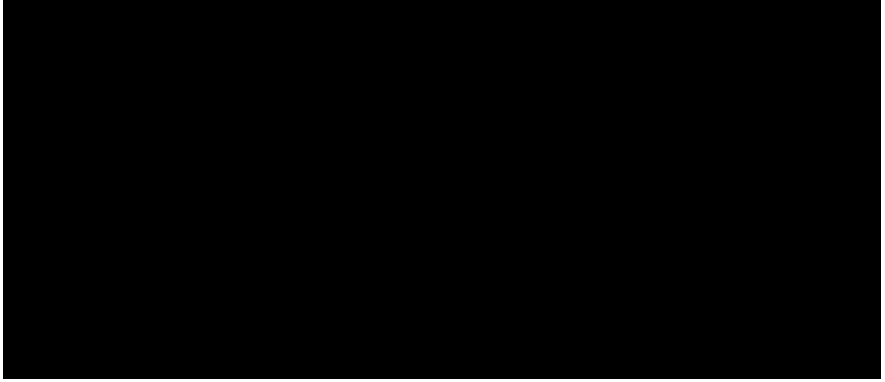


Abbildung 4.10: Signalstärke in Abhängigkeit des Phasenanpassungsfehlers Δk .

Um die Besetzung der gesamten Boltzmann-Verteilung zu bestimmen, muss die Energieerhaltungsgleichung 4.23 für jeden Raman-resonanten Rotations- oder Vibrationsübergang innerhalb der Verteilung erfüllt werden. In laminaren, stationären Systemen kann dazu die Frequenz des Stokes-Laser ω_2 im relevanten Frequenzbereich stückweise durchgestimmt werden. Das Verfahren wird als *scanning*-CARS bezeichnet. Für den Einsatz in turbulenten technischen Systemen ist das Verfahren jedoch untauglich, da die Zeitskalen des untersuchten Prozesses ($\mathcal{O}(10^1 - 10^3 \mu\text{s})$) wesentlich kleiner sind als die Zeitskalen eines kompletten Frequenzscans ($\mathcal{O}(\text{min})$). Stattdessen wird über einen modenlosen Farbstofflaser ein breitbandiger Stokes-Strahl erzeugt, der alle Übergänge des beprobten Moleküls simultan anregt. Ein Beispiel für die spektrale Lage von Pump- sowie Stokes-Laser und CARS-Signal ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Die zeitliche Auflösung des als Breitband-CARS bezeichneten Verfahrens beträgt wenige ns und ist somit in der Lage, die Temperaturfluktuationen in einem technischen System aufzulösen. Die simultane Abtastung der gesamten Verteilung macht jedoch auch die spektral aufgelöste Detektion des Signals nötig, was den ohnehin hohen Aufwand der Messtechnik weiter erhöht. Der experimentelle Aufbau wird in Abschnitt 6.4.1 beschrieben.

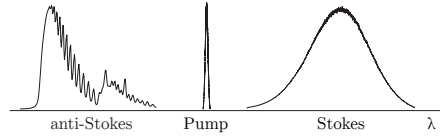


Abbildung 4.11: Relative spektrale Lage und Linienbreite des CARS-Signals sowie des Pump- und Stokes-Laser im Vergleich.

4.5 Chemilumineszenz

Bei der chemischen Umsetzung von Kohlenwasserstoffen zu Radikalen und Endprodukten entstehen Moleküle in einem angeregten Energiezustand. Relaxieren diese Moleküle unter Aussendung von Strahlung in den Grundzustand, wird dies als Chemilumineszenz bezeichnet [106]. Die Emission erfolgt dabei abhängig vom Aufbau des Moleküls breitbandig oder in diskreten Spektrallinien. Die Einsatzmöglichkeit der CL erstreckt sich von quantitativer Bestimmung von Reaktionsmechanismen in speziellen Laborflammen bis hin zur qualitativen Betrachtung von Wärme freisetzung und Flammenausbreitung in technischen Verbrennungssystemen [24] [17] [67].

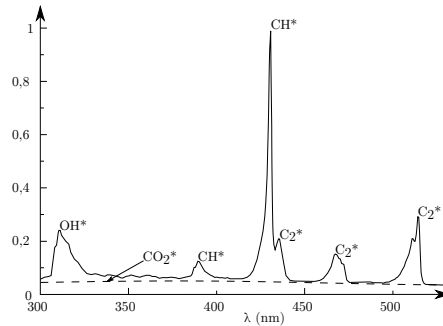


Abbildung 4.12: Chemilumineszenz Spektrum einer atmosphärischen CH_4 -Flamme bei $\Phi = 1$. Abbildung reproduziert aus den Untersuchungen von Kojima [84].

Abbildung 4.12 zeigt das Spektrum einer vorgemischten CH_4 -Flamme bei stöchiometrischer Verbrennung im Wellenlängenbereich zwischen 300 nm und 550 nm. Die diatomaren Moleküle weisen diskrete Spektrallinien auf, wohingegen das triatomare CO_2 das gesamte Spektrum breitbandig überlagert. Angeregtes Hydroxyl (OH^*) wird durch die Oxidation von CH in der Reaktionszone der Flamme oberhalb von ≈ 1400 K gebildet. Es emittiert in zwei Banden um 308 nm und 311 nm außerhalb des sichtbaren Spektralbereichs [37]. Das angeregte Methin-Radikal (CH^*) entsteht bei der Oxidation von C_2H und emittiert sowohl im nahen UV-Bereich bei 390 nm als auch mit hoher Intensität bei 430 nm im sichtbaren [129]. Aufgrund mehrerer Wege zur Bildung und Relaxation von angeregtem Kohlenstoff (C_2^*) treten im Spektrum eine Vielzahl sich überlagernder Spektrallinien zwischen 440 nm und 520 nm [120] auf.

Im Gegensatz zur LIF erfolgt die Emission von CL unabhängig von einer vorherigen Anregung durch eine externe Quelle. Es besteht daher nicht die Möglichkeit, die Quel-

le des Signals auf einen bekannten Ort im Raum zu begrenzen. Bei der Detektion mit einem bildgebende Detektor liefert die Chemilumineszenz daher eine entlang des Strahlwegs aufintegrierte (*line-of-sight*) Information. In turbulenten Strömungssystemen können ohne A-priori-Wissen über den vollständigen Spezies-Vektor und die Strömungsgeschwindigkeiten zudem nur qualitative Aussagen getroffen werden, da das Signal stark durch Stoßlöschung beeinflusst wird [88].

Kapitel 5

Betriebsverhalten der Versuchsanlage

Im folgenden Kapitel wird das Betriebsverhalten der Versuchsanlage vorgestellt. Auf Grundlage der Druck-, Temperatur- und Massenstrombestimmung aus der Betriebsüberwachung wird die Wiederholgenauigkeit der Betriebsrandbedingungen untersucht. Am Standardbetriebspunkt werden Chemilumineszenzaufnahmen der untersuchten Flammenkonfiguration aufgenommen und diskutiert.

5.1 Definition des Koordinatensystems

Für alle Untersuchungen in dieser Arbeit wird das in Abbildung 5.1 definierte Koordinatensystem eingeführt. Der Ursprungspunkt des rechtshändigen Koordinatensystems liegt auf der zentralen Achse des Staukörpers unmittelbar am Eintritt in des Flammrohr. Die x-Achse erstreckt sich von 0 mm bis 180 mm. Entfernungen vom Ursprung auf der x-Achse werden als *axial* bezeichnet. Die y-Achse verläuft horizontal durch die Brennkammer von -50 mm bis 50 mm. Abstände von der zentralen Achse werden als *lateral* bezeichnet. Die z-Achse beschreibt die normal zur unteren Flammrohrwand bzw. Effusionskühlluftplatte verlaufende Koordinate und reicht von -105 mm bis 50 mm. Die Begrenzung bildet das dritte Sieb des Heißgaswindkanals. Der effusionsgekühlte *liner* bzw. die untere Flammrohrwand befindet sich bei -50 mm.

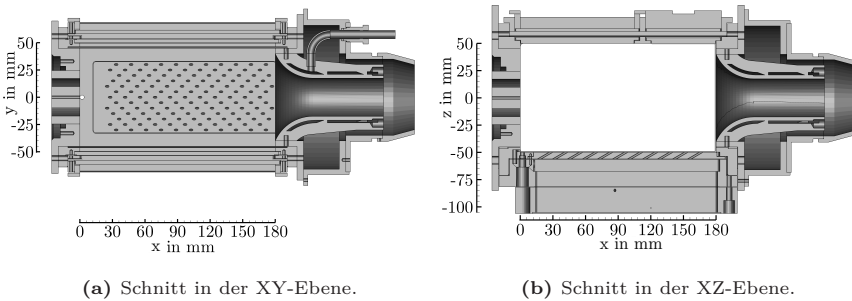


Abbildung 5.1: Definition des Brennkammerkoordinatensystems. Abbildung 5.1a zeigt das Koordinatensystem in der horizontalen xy-Ebene. Der vertikale Schnitt durch die Versuchsanlage in Abbildung 5.1b wird als xz-Ebene bezeichnet.

5.2 Betriebsverhalten der Versuchsanlage

Für den Aufbau einer verlässlichen Datenbasis zur Validierung numerischer Simulationen sowie zum Vergleich von Messdaten, die an unterschiedlichen Tagen aufgezeichnet wurden, müssen reproduzierbare Randbedingungen vorliegen. Dies betrifft sowohl die Vergleichbarkeit zwischen verschiedenen Messtagen als auch die Stabilität der Anlage über den Zeitraum eines Messtages. Im Folgenden werden beide Fälle untersucht.

5.2.1 Zeitverhalten

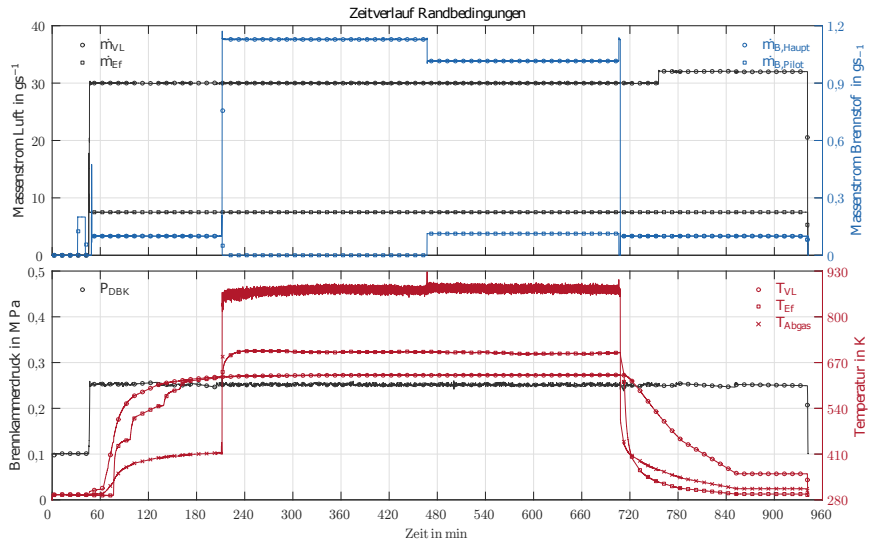


Abbildung 5.2: Stabilität der Randbedingungen über die Dauer eines Messtags. Der Anlagenbetrieb ist in fünf Phasen unterteilt. Vorwärmung (40 – 210 min), Zündung 210 – 240 min, mager vorgemischter Betrieb (240 – 470 min), pilotiert vorgemischter Betrieb (470 – 700 min) und Abkühlung (700 – 940 min).

Abbildung 5.2 zeigt den Verlauf der wesentlichen Stoffströme und Zustandsgrößen über den Zeitraum eines typischen Messtages. Am gezeigten Beispieltag werden Untersuchungen bei konstantem Kühlluftmassenstrom bei zwei verschiedenen Flammenkonfigurationen durchgeführt. Die Symbole zeigen 10 min-Mittelwerte der entsprechenden Größen. Die durchgezogenen Linien werden aus sekundlich aufgezeichneten Einzelmessungen gebildet. Der Anlagenbetrieb ist in fünf Phasen unterteilt: Vorwärmung, Zündung, mager vorgemischter Betrieb, pilotiert vorgemischter Betrieb und Abkühlung. 40 min nach Beginn der Aufzeichnung startet die Vorwärmung der Anlage. Brennkammerdruck und die Massenströme für Verbrennungsluft, Kühlluft (nicht im Diagramm) und Effusionskühlluft werden unmittelbar auf die Endwerte angefahren. Die Massenströme für Pilot und Hauptstufe werden zur Kühlung der Brennstoffzuleitungen auf geringem Niveau freigegeben. In einem mehrstündigen Prozess wird die Temperatur von Verbrennungsluft und Effusionskühlluft sukzessive auf den Sollwert des Betriebspunktes angehoben. Nach $\approx 2,5$ h

erreichen Verbrennungs- und Effusionskühlluft ein stationäres Temperaturniveau. Die Versuchsanlage ist im thermischen Gleichgewicht ($t = 40 - 210$ min).

Bei $t = 210$ min wird die H_2 -Flamme für 10 s gezündet. Pilot und Hauptstufe werden mit einem Stufungsverhältnis von $SV = 10\%$ auf die gewünschten Sollwerte eingeregelt. Für Untersuchungen bei mager vorgemischter Verbrennung kann das Stufungsverhältnis nach Verlöschen der H_2 -Flamme auf $SV = 0\%$ reduziert werden. Neben dem Anstieg der Abgastemperatur wird bei reagierenden Betriebsbedingungen eine Erhöhung der Effusionskühllufttemperatur gemessen. Da die thermische Leistung des Effusionsheizers konstant gehalten wird, wird dieser Effekt auf die Vorwärmung der Effusionskühlluft durch die heiße Wand und den Austausch von Strahlungswärme zwischen der Messspitze des Thermoelements im Windkanal und der effusionsgeköhlten Brennkammerwand zurückgeführt. Abhängig von dem Betrag des Effusionskühlluftmassenstroms steigt die Temperatur um bis zu 80 K. Nach etwa 30 min stellt sich das thermischen Gleichgewicht für den reagierenden Betrieb ein. Die Indikatoren hierfür sind ein konstanter Verlauf von Abgas- und Effusionskühllufttemperatur. Am gezeigten Beispiel ist der Punkt 240 min nach Beginn der Aufzeichnungen erreicht. Im den folgenden 220 min wird die Brennkammer stationär betrieben. Mittelwert und Standardabweichung sind in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Nach 470 min wird das Stufungsverhältnis zur Untersuchung einer pilotierten Flamme auf $SV = 10\%$ erhöht. Die Flamme wird dafür nicht gelöscht. Nach ≈ 10 min stellt sich die neue Gleichgewichtstemperatur ein, wie am Verlauf der Abgastemperatur zu sehen ist.

700 min nach Beginn der Aufzeichnung ist die Messung beendet. Die Flamme wird durch Blockieren der Brennstoffzufuhr gelöscht. Die elektrischen Luftvorwärmer werden ausgeschaltet. Bei kontinuierlicher Durchströmung mit Luft wird die Anlage bis zum Unterschreiten eines Sicherheitsgrenzwertes abgekühlt. Nach 940 min wird die Anlage heruntergefahren.

Tabelle 5.1: Stabilität der Randbedingungen über die Dauer eines Messtages.

Formelzeichen	φ_{Soll}	$\bar{\varphi}$	$\sigma(\varphi)$	Einheit
mager vorgemischt				
\dot{m}_{VL}	30	29,99	0,06	g/s
$\dot{m}_{\text{B,Haupt}}$	1,128	1,128	0,005	g/s
$\dot{m}_{\text{B,Pilot}}$	0	0	n.a.	g/s
\dot{m}_{Eff}	7,5	7,49	0,001	g/s
T_{Bk}	623	633,4	0,84	K
T_{Eff}	623	700,7	1,31	K
T_{Abgas}	n.a.	877,0	6,82	K
P_{Bk}	0,25	0,25	0,002	MPa
pilotiert vorgemischt				
\dot{m}_{VL}	30	29,99	0,06	g/s
$\dot{m}_{\text{B,Haupt}}$	1,015	1,015	0,008	g/s
$\dot{m}_{\text{B,Pilot}}$	0,113	0,113	0,0001	g/s
\dot{m}_{Eff}	7,5	7,49	0,01	g/s
T_{Bk}	623	633,4	0,48	K
T_{Eff}	623	696,8	1,61	K
T_{Abgas}	n.a.	879,9	6,28	K
P_{Bk}	0,25	0,25	0,002	MPa

5.2.2 Reproduzierbarkeit der Randbedingungen

Zur Bewertung der Reproduzierbarkeit werden die Betriebsüberwachungsdaten aus 250 Einzelmessungen analysiert. Die Einzelmessungen wurden über den Zeitraum von zwei Jahren aufgezeichnet und beinhalten Betriebstage aus allen durchgeführten Messkampagnen. In Abbildung 5.3 ist die zeitgemittelte Abweichung der Regelgrößen dargestellt. Da die Datensätze bei unterschiedlichen Betriebspunkten aufgezeichnet wurden und sich die Beträge der einzelnen Regelgrößen stark unterscheiden, wird zur besseren Darstellung eine Normierung auf den jeweiligen Sollwert durchgeführt. Jede Einzelmessung wird durch ein Kreissymbol dargestellt, die Mittelwerte aller Einzelmessungen als Quadrat. Für Verbrennungsluft-, Effusionskühlluft- und die beiden Brennstoffmassenströme wird eine ausgezeichnete Reproduzierbarkeit gewährleistet. Die Abweichung der gemessenen Werte von den Sollwerten beträgt maximal 3 %. 95,4 % der Messpunkte liegen zwischen 97,1 % und 102,8 % der Sollwerte. Durch die Regelstrategie der Druckbehälterkühlluft kommt es zu wenigen Ausreißern hin zu höheren Kühlluftmassenströmen. Das 2σ -Intervall liegt hier zwischen 96,8 % und 103,1 %. Die maximale Abweichung beträgt 10 %.

Eine größere Bandbreite ergibt sich bei den Temperaturen für Verbrennungs- und Effusionskühlluft. Beide Temperaturen werden nicht geregelt, sondern manuell gesteuert. Im Mittel liegt die Temperatur der Verbrennungsluft 1,3 % höher als der Sollwert. Das 2σ -Intervall liegt zwischen 96,5 % und 104,1 % des Sollwerts. In Kelvin ergibt sich ein Temperaturband zwischen 601 K und 648 K. Die Messung der Effusionskühllufttemperatur ist, wie im vorherigen Abschnitt erläutert, nicht unabhängig vom Betriebspunkt der Anlage, da es zu einem Strahlungswärmeaustausch zwischen Messspitze und der *liner*-Geometrie kommt. Die Abweichung zwischen Sollwert und den gemittelten Einzelmessungen erhöht sich dadurch auf 8,3 %. Alle Untersuchungen liegen in dem Temperaturband zwischen 589 K und 693 K bzw. 94,7 % und 111,3 % des Sollwerts.

Die 2σ -Speizung im Anlagendruck ist mit $\pm 2,6\%$ ebenfalls sehr gering. Im Mittel wird der Sollwert erreicht. Die beiden klar sichtbaren Ausreißer bei 95 % des Sollwerts sind durch Fehlbedienung der Anlagensteuerung verursacht. Ein Sonderfall bei der Angabe

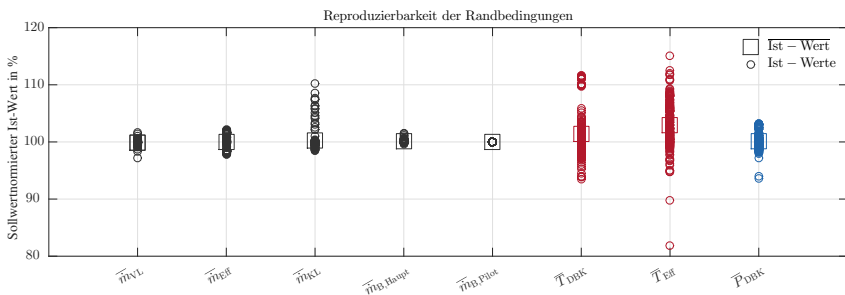


Abbildung 5.3: Reproduzierbarkeit der Randbedingungen bei der Untersuchung von 250 Aufzeichnungen der Betriebsüberwachung. Gezeigt sind die Mittelwerte des jeweiligen Messung. Für die Massenströme im Flammrohr liegt die Spreizung aller Einzelmessungen bei $\pm 2,9\%$. 95,4 % der Lufttemperaturen liegen im Bereich zwischen 94,7 und 111,3 % des Sollwertes. Die Druckregelung zeigt keine nennenswerten Abweichungen. Das 2σ -Intervall liegt bei $\pm 2,6\%$.

der Randbedingungen nimmt die Verbrennungslufttemperatur ein. Die Gemischtemperatur wird im Betrieb permanent 100 mm stromauf des Drallgitters gemessen. Messungen am Eintritt der Strömung in das Flammrohr zeigen, dass die Gemischtemperatur aufgrund von Wärmeleitung in die Struktur der Versuchsanlage um ≈ 50 K geringer ausfällt.

Temperaturangaben in dieser Arbeit beziehen sich jedoch immer auf die Temperatur an der Messstelle.

5.3 Der Standardbetriebspunkt

Alle Versuche zur Flamme-Kühlluft-Interaktion werden bei identischen Betriebsbedingungen durchgeführt. Dieser Betriebspunkt wird in der Folge als Standardbetriebspunkt bezeichnet. Der Standardbetriebspunkt ist so gewählt, dass die Anlage sowohl bei mager vorgemischten als auch bei pilot stabilisierten Flammen in einem weiten Betriebsbereich betrieben werden kann. Die Stoffströme der Verbrennungsluft \dot{m}_{VL} und der Druckbehälterkühlluft \dot{m}_{KL} , die Brennkammereintrittstemperatur T_{VL} sowie der Anlageninnendruck P_{DBK} werden konstant gehalten. Innerhalb des Betriebspunktes sind stufenlose Variationen der Drallzahl S , des Stufungsverhältnisses SV und der Kühlluftmenge sowie ein Wechsel der Effusionskühlgeometrie ohne eine Anpassung der übrigen Betriebsbedingungen möglich. Die Stoffströme, thermodynamische Zustandsgrößen sowie abgeleitete Größen für den Standardbetriebspunkt sind in Tabelle 5.2 aufgeführt.

Die Kühlluftmassenströme sind so gewählt, dass sich im Fall der TUDA-Geometrie realistische Ausblase- und Impulsverhältnisse einstellen. Ziel war eine Ausblaserate von $M = 3$ bzw. 1,5. Mit den Gleichungen aus Abschnitt 2.4 ergeben sich bei einer Abschätzung der Anströmgeschwindigkeit von $v_h = 27,5$ m/s die Effusionskühlungsmassenströme $\dot{m}_{Eff} = 15$ g/s bzw. $\dot{m}_{Eff} = 7,5$ g/s. Die Dichte in der Hauptströmung wurde über die adiabate Flammentemperatur bei einem Äquivalenzverhältnis von $\Phi = 0,65$ abgeschätzt. Der Kühlluftdichte wird die Brennkammer bzw. Kühlufteintrittstemperatur von 623 K zugrunde gelegt.

An der RR-Geometrie ergibt sich der Massenstrom von $\dot{m}_{Eff} = 12,5$ g/s durch die Vorgabe des Industriepartners nach einem Druckverlust von 1,5 % über die Effusionsgeometrie.

Tabelle 5.2: Standardbetriebspunkt der Versuchsanlage. Mehrfachnennungen beschreiben Wertebereiche, innerhalb derer Untersuchungen durchgeführt wurden.

Bezeichnung	Formelzeichen	Wert	Einheit
Verbrennungsluft	\dot{m}_{VL}	30	g/s
Druckbehälterkühlluft	\dot{m}_{KL}	90	g/s
Brennstoff Hauptstufe	$\dot{m}_{B,Haupt}$	1,128; 1,1015	g/s
Brennstoff Pilotstufe	$\dot{m}_{B,Pilot}$	0; 0,113	g/s
Brennkammereintrittstemperatur	T_{Bk}	623	K
Brennkammerdruck	P_{Bk}	0,25	MPa
Geometrische Drallzahl	S	0,7; 1,0; 1,3	—
Stufungsverhältnis	SV	0; 10	%
Abgeleitete Größen			
Globales Äquivalenzverhältnis	Φ_{Glob}	0,65	—
Thermische Leistung	\dot{Q}_{th}	56,5	kW
Kühlluftparameter			
Effusionskühlluft	\dot{m}_{Eff}	[7,5; 12,5; 15]	g/s
Effusionskühllufttemperatur	T_{Eff}	623	K

5.3.1 Visualisierung der Flammen

Zur Visualisierung der Flammen am Standardbetriebspunkt werden Chemilumineszenzaufnahmen (CL) der C_2^* - und CH^* -Radikale aufgezeichnet. Die Chemilumineszenzaufnahmen liefern integral entlang der Sichtlinie gemittelte Information über die Zonen der Wärmefreisetzung.

Versuchsaufbau

Die Chemilumineszenzaufnahmen werden mit einer handelsüblichen digitalen Spiegelreflexkamera (Nikon, D7000) in Verbindung mit einer Festbrennweitenobjektiv (Nikon, Nikkor 85 mm $f_{\#} = 1,4$) aufgezeichnet. Das Objektiv wird bis zur Blendenzahl $F = 5,6$ abgeblendet, um eine ausreichende Schärfentiefe zu gewährleisten. Betriebspunkte mit einem Stufungsverhältnis $SV > 0\%$ neigen durch den nicht vorgemischten Piloten zu starker Rußbildung. Um das Rußleuchten zu unterdrücken, wird das CL-Signal mit einem Bandpassfilter (Semrock, FF01-492/SP, $T_{390-480\text{ nm}} > 95\%$) spektral gefiltert. Der gesamte Versuchsraum wird abgedunkelt, um Hintergrundlicht zu vermeiden. Die Belichtungszeit beträgt bei zeitgemittelten Aufnahmen 1,6 s bzw. 125 μs bei instantanen Einzelbildern.

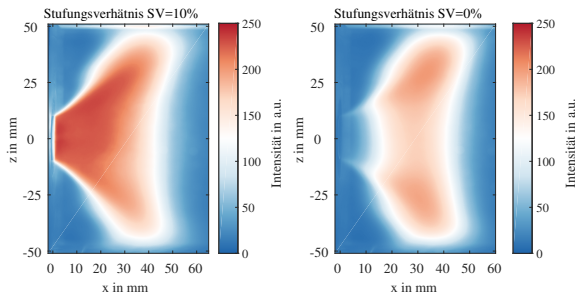


Abbildung 5.4: Zeitgemittelte Chemilumineszenz der pilotierten und mager vorgemischten Flamme bei einer Drallzahl von $S = 0,7$. Die Wärmefreisetzung im pilotierten Fall (links) ist auf den mischrohrnahen Bereich konzentriert. Im mager vorgemischten Fall (rechts) verschiebt sich die Wärmefreisetzungszone in Richtung Wand.

Chemilumineszenzaufnahmen der Flammenkonfiguration

In Abbildung 5.4 ist eine Gegenüberstellung von zeitgemittelten Aufnahmen der beiden Flammenkonfigurationen bei einer Drallzahl von $S = 0,7$ dargestellt. Durch die lange Belichtungszeit wird die Struktur des Flammrohres von der Flamme beleuchtet, sodass Brenneintritt, Staukörper und die Flammrohrwände bei -50 mm und 50 mm gut erkennbar sind. Die linke Abbildung zeigt die pilotierte Flamme bei einem Stufungsverhältnis von $SV = 10\%$. Rechts ist die mager vorgemischte Flamme dargestellt. Die pilotierte Flamme ankert am zentralen Staukörper. Die Wärmefreisetzung ist im mischrohrnahen Bereich auf der zentralen Brennerachse konzentriert. Im Fall der mager-vorgemischten Konfiguration brennt die Flamme weitestgehend abgehoben vom Staukörper. Die Hauptwärmefreisetzungszonen verschieben sich in die wandnahen Bereiche des Flammrohres. In wand-normaler Richtung sind beide Konfigurationen über das gesamte Flammrohr ausgedehnt. Die Flammen sind weitestgehend symmetrisch um die Achse des Brenners. Die Abbildung 5.5 zeigt die auf den lokalen Mittelwert normierte Standardabweichung aus

100 Einzelschussmessungen bei sonst identischen Betriebsbedingungen. In beiden Fällen liegen hochturbulente Flammen vor. In dem Gebiet der Hauptwärmefreisetzung liegt die Standardabweichung jeweils zwischen 30 % und 50 %. An den Fluktuationen ist der Wandkontakt der Flammen insbesondere bei der mager vorgemischten Konfiguration ebenfalls deutlich sichtbar.

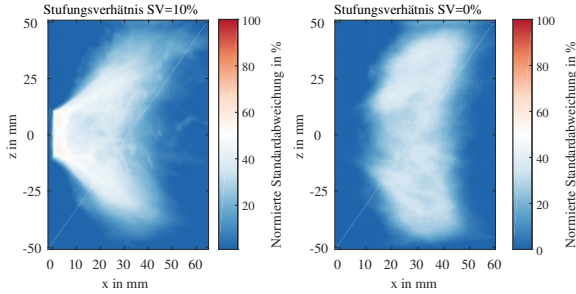


Abbildung 5.5: Fluktuation der Wärmefreisetzung bei pilotierter (links) und mager vorgemischter (rechts) Flamme. Die geometrische Drallzahl beider Konfigurationen beträgt $S = 0,7$. In den Gebieten der Hauptwärmefreisetzung liegt die Standardabweichung zwischen 30 % und 50 %.

Abbildung 5.6 zeigt die gemittelte Chemilumineszenz der pilotierten Flamme bei einer Variation der geometrischen Drallzahl. Bei einer Drallzahl von 0,7 ankert die Flamme unmittelbar am Staukörper. Es findet keine Wärmefreisetzung im Mischrohr statt. Mit zunehmender Drallzahl steigt die negative Geschwindigkeitskomponente auf der zentralen Flammrohrachse [136]. Im Mischrohr bilden sich Gebiete mit lokal niedriger Strömungsgeschwindigkeit, in der sich die Flamme stabilisieren kann. Die Flammenspitze wandert stromauf in das Mischrohr. Auf die Ausdehnung in axiale und radiale Richtung hat dies keinen sichtbaren Einfluss.

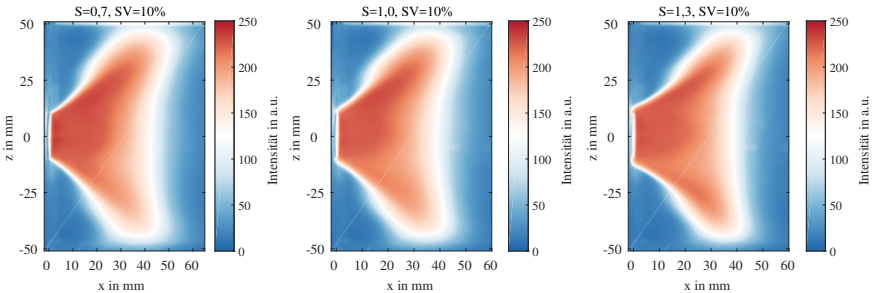


Abbildung 5.6: Position der pilotierten Flamme in Abhängigkeit der Drallzahl. Bei zunehmender geometrischer Drallzahl wandert die Flammenspitze stromauf aus dem optisch zugänglichen Bereich.

5.3.2 Einfluss der Kühlluftgeometrie auf die Flammenstabilität

Wie in Abschnitt 5.2.1 gezeigt wurde, hat eine Änderung des Stufungsverhältnisses keine negativen Auswirkungen auf die Stabilität der Versuchsanlage. Ebenso haben Änderungen

bei der Drallzahl oder dem Kühlluftmassenstrom kaum Einfluss auf das Betriebsverhalten. Der Wechsel zwischen der TUDA- und RR- Kühlluftgeometrie führt jedoch zu einem starken Anstieg der Druck- und Temperaturfluktuationen im Abgas. Abbildung 5.7 zeigt eine Gegenüberstellung der Geometrie am Standardbetriebspunkt bei einem Stufungsverhältnis von $SV = 10\%$ und einer Drallzahl von $S = 0,7$. Zur Wandkühlung werden in der Untersuchung an der RR-Geometrie $\dot{m}_{\text{Eff}} = 12,5 \text{ g/s}$ Effusionskühlluft verwendet, an der TUDA-Geometrie $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15 \text{ g/s}$. Im Vergleich zur TUDA-Geometrie treten bei der RR-Geometrie hohe Schwankungen sowohl im Druck als auch in der Abgastemperatur auf. Die Standardabweichung des Drucks steigt von $0,5\%$ auf $1,1\%$. Im Abgas zeigt sich eine klare Tendenz zu Ausreißern mit einer um bis zu 18% geringeren Temperatur. Die Standardabweichung verdoppelt sich ebenfalls von $1,01\%$ auf $2,14\%$. Die hohen Temperaturfluktuationen lassen vermuten, dass es an der RR-Geometrie spontan zu lokalem Flammenverlöschen kommt. Direkt beobachtet wurde dieses Phänomen jedoch nicht. Generell zeigt die RR-Geometrie unabhängig von der Kühlluftmasse ein weniger stabiles Verhalten. In seltenen Fällen führen die Fluktuationen zu globalem Flammenverlöschen. Ein Grund konnte im Lauf dieser Arbeit nicht ermittelt werden.

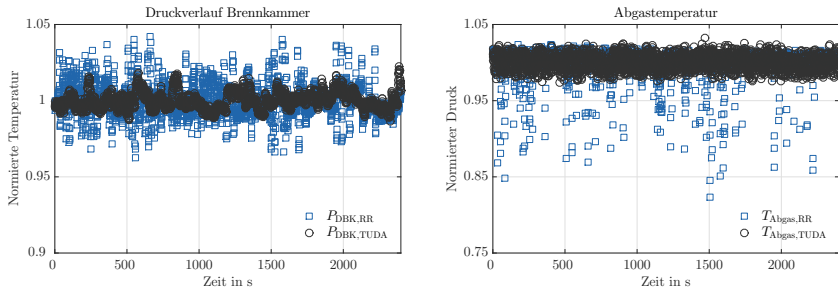


Abbildung 5.7: Einfluss der Kühlluftgeometrie auf die Flammenstabilität. Die Darstellung ist auf den Mittelwert des Brennkammerdrucks bzw. der Abgastemperatur am jeweiligen Betriebspunkt normiert. Sowohl im Druck- als auch Temperaturverlauf steigt die Standardabweichung bei der RR-Geometrie um den Faktor zwei. Die Extremwerte der Abgastemperatur sind um bis zu 18% reduziert.

Kapitel 6

Versuchsaufbauten

In diesem Kapitel wird die praktische Umsetzung der in 4 eingeführten Messtechniken vorgestellt. Anhand schematischer Darstellungen werden die optischen Aufbauten sowie zusätzlich benötigte Bauteile erläutert. Wichtige Versuchsparameter und der untersuchte Versuchsraum werden definiert. Neben der Erläuterung der Datenaufbereitung und Auswertung wird eine Fehlerbetrachtung der verwendeten Messtechniken durchgeführt.

6.1 Strömungsfeldmessungen

Zur Messung der Geschwindigkeitsfelder wird in dieser Arbeit die Particle Image Velocimetry (PIV) eingesetzt. Ziel der in 6.1.1 und 6.1.2 vorgestellten Messungen ist die Charakterisierung der Einlauftrandbedingungen für Heißgaswindkanal und Brennkammer. Die Messungen zur Untersuchung der Flamme-Kühlluft-Interaktion werden in 6.1.3 vorgestellt.

6.1.1 Strömungsfeldcharakterisierung des Heißgaswindkanals

Für den Heißgaswindkanal werden die Strömungsrandbedingungen ohne die Beeinflussung durch die Brennraumströmung untersucht. Ziel ist es, die Auslegung des Heißgaswindkanals hinsichtlich der Strömungsvergleichmäßigkeit zu überprüfen. Der Heißgaswindkanal wird ohne Druckbehälter im Laser-Labor des Fachgebietes RSM installiert. Die Untersuchungen finden daher bei Umgebungsdruck statt. Da eine Betrachtung der Strömung unter Reynolds-ähnlichen Bedingungen möglich ist, wird auf die Luftvorwärmung verzichtet [21]. Die Charakterisierung der Einlaufströmung des Heißgaswindkanals wird mittels 2D2C-PIV durchgeführt.

6.1.1.1 Versuchsaufbau

Infrastruktur

Der Heißgaswindkanal wird von der Druckluftversorgung des Laser-Labors gespeist. Ein thermischer Massendurchflussregler (Bronkhorst, El-Flow) regelt den Luftstrom \dot{m}_{eff} durch den Heißgaswindkanal. Zur Geschwindigkeitsmessung werden der Strömung Impfpartikel aus Aluminiumoxid mit einem mittleren Durchmesser $D_{50} = 0,7 \mu\text{m}$ beigemischt (Martinswerk, Martoxid MR52). In einem Wirbelschicht-Partikelgenerator wird das pulverförmige Material fluidisiert und der Strömung beigemischt [156]. Um die Partikelbeladung zu steuern, wird ein Teil des Massenstroms \dot{m}_{eff} im Nebenstrom durch den Partikelgenerator geleitet. Das Nebenstromverhältnis wird über ein Nadelventil gesteuert.

Der Windkanal ist auf einer Drei-Achsen-Traversierung aufgebaut [150]. Zur Untersuchung verschiedener Bildausschnitte (*Field of View*, FoV) wird der Windkanal in axialer, lateraler und wand-normaler Richtung unter der ortsfest aufgebauten Messtechnik verfahren. Schematisch ist der Aufbau in Abbildung 6.1 dargestellt.

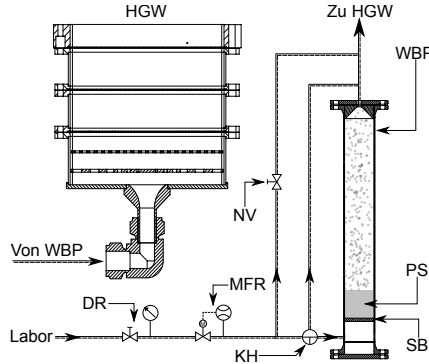


Abbildung 6.1: Schematischer Aufbau der Medienversorgung bestehend aus Labordruckluftversorgung, Druckminderer (DR), Massendurchflussregler (MFR), Nadelventil zur Steuerung des Nebestromverhältnisses (NV) und Wirbelbettpartikelgenerator (WBP). Der Kugelhahn (KH) stellt den Partikelgenerator-Bypass. Die Partikel liegen als lose Schüttung (PS) auf einer Sinterbronzematrix (SB).

Optischer Aufbau

Zur Beleuchtung der Strömung dient ein blitzlampengepumpter Nd:YAG-Laser mit zwei separaten Kavitäten (New Wave, Gemini 200). Durch Güte-Schaltung werden Laserpulse mit einer Pulsdauer von 5 – 10 ns erzeugt. Die fundamentale Wellenlänge beträgt 1064 nm. Nach der Überlagerung beider Lichtpulse wird die Wellenlänge mithilfe eines BBO-Kristalls auf 532 nm frequenzverdoppelt. Die Kavitäten werden über einen Pulsgeber (Quantum Composer, 9500+) getaktet und zueinander synchronisiert. Um eine optimale Partikelverschiebung zu gewährleisten, wird der Zeitversatz Δt zwischen den Laserpulsen je nach Betriebspunkt und Bildausschnitt zwischen 100 μ s und 1000 μ s variiert [153]. Die genauen Zeitabstände sind in Abbildung 6.3 aufgeführt. Die Laserpulse werden durch hochreflektierende Spiegel (CVI, Y2) in das Messvolumen umgelenkt. Auf der Mittelachse des Heißgaswindkanals werden zwei Irisblenden befestigt, um den Strahl an der zentralen Achse auszurichten. Über ein Teleskop aus einer plankonkaven und einer plankonvexen Zylinderlinse (CVI, PLCC, $f = -50$ mm, CVI, PLCX, $f = 400$ mm) wird der Strahl auf eine Höhe von 40 mm aufgeweitet. Eine weitere plankonvexe Zylinderlinse (CVI, PLCX, $f = 750$ mm) fokussiert den Lichtschnitt im Messvolumen. Mithilfe eines Klappspiegels (CVI, Y2) ist es möglich 99,5 % der Schussenergie aus dem Strahlengang auszukoppeln, um mit einer CCD-Kamera (DataRay Inc., WincamD) die Lichtschnittdicke zu bestimmen. Da das Messvolumen mit bis zu 180 mm sehr weit ausgedehnt ist und da nach der fokussierenden Zylinderlinse keine weitere Kollimierung des Lichtschnitts erfolgt, schwankt die Lichtschnittbreite zwischen 200 μ m in der Strahltaille und 750 μ m an den Rändern des Messvolumens.

Das Streulicht der Partikel wird über ein Objektiv auf den Chip einer *Interline-transfer*-CCD-Kamera (PCO, Sensicam qe) abgebildet. Je nach Bildausschnitt wird ein Nikkor $f = 50$ mm, $F = 1,2$ oder ein Nikkor $f = 60$ mm, $F = 2,8$ verwendet. Um die

scharfe Abbildung der Partikel sicherzustellen, werden die Objektive auf eine Blendenzahl von $F = 5,6$ abgebildet. Systembedingt ist bei der verwendeten *Interline-transfer*-CCD-Kamera nur die Belichtungsdauer des ersten Bildes einer Sequenz steuerbar. Die Belichtungszeit wird auf $5 \mu\text{s}$ begrenzt. Das zweite Bild wird über die gesamte Auslesezeit von 80 ms belichtet. Um das Restlicht der Umgebung zu unterdrücken, wird ein schmalbandiger Bandpassfilter (Edmund Optics, $532 \pm 5 \text{ nm}$) verwendet. Die Repetitionsrate des Experiments wird durch die Auslesezeit der Kamera begrenzt und beträgt bei den gewählten Bildausschnitten 10 Hz . Zur Bildregistrierung und zur Korrektur der Objektiverzeichnung wird in jedem Bildausschnitt eine Kalibrationsplatte mit bekanntem Punktraster aufgenommen. Eine Draufsicht des optischen Aufbaus zeigt Abbildung 6.2 rechts.

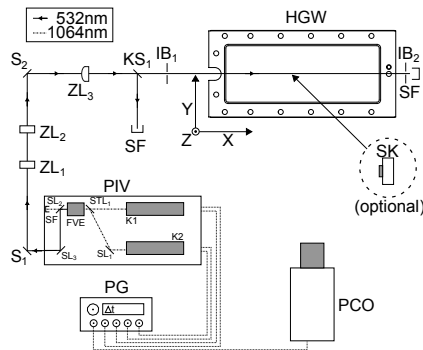
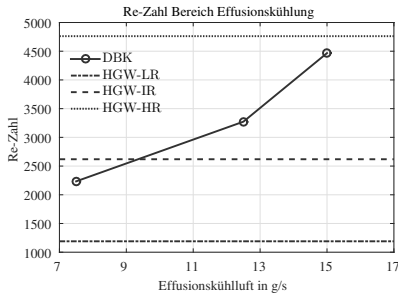


Abbildung 6.2: Aufbau der optischen Komponenten in der Draufsicht. Der Zwei-Kavitäten-Laser (PIV) wird über den Pulsgenerator (PG) mit der Kamera synchronisiert (PCO). Zur Strahlführung dienen die hochreflektierenden Spiegel (S_1 , S_2), das Teleskop aus zwei Zylinderlinsen (ZL_1 , ZL_2) sowie die Fokusslinse ZL_3 . Über zwei Irisblenden ($IB_{1,2}$) wird der Strahl auf die Mittelachse ausgerichtet. Klappspiegel (KS) und Strahlkamera (SK) werden optional zur Ermittlung der Lichtschnittdicke im Messvolumen eingesetzt.

6.1.1.2 Messplan

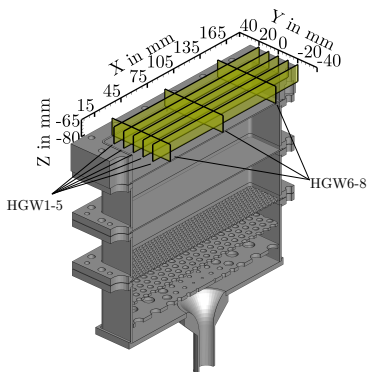
Die Windkanalströmung wird an drei Betriebspunkten charakterisiert. Der untersuchte Reynolds-Zahl-Bereich deckt die Betriebspunkte des Heißgaswindkanals in der Versuchsanlage ab. Zur Berechnung der Reynolds-Zahl wird der hydraulische Durchmesser des Windkanals als charakteristische Länge hinzugezogen [146]. Abbildung 6.3 setzt die untersuchten Massenströme in Beziehung zur Reynolds-Zahl in der Versuchsanlage.

Um die Homogenität der Ausströmung über den gesamten Kanalquerschnitt zu beurteilen, werden Messungen an den in Abbildung 6.4 gezeigten Bildausschnitten vorgenommen. Pro Bildausschnitt und Betriebspunkt werden jeweils 500 unkorrelierte Doppelbilder aufgenommen. Zur Vermessung der Bildausschnitte HGW6 bis HGW8 wird der Heißgaswindkanal um 90° auf der Traversierung gedreht.



Betriebspunkt	Re -Zahl	\dot{m}_{Eff} in g/s	δT in μs
HGW-LR	1190	2,5	2000
HGW-IR	2600	5,5	750
HGW-HR	4800	10	375

Abbildung 6.3: Betriebspunkte zur Charakterisierung des Heißgaswindkanals. Die durchgezogene Linie zeigt den Re -Zahl-Bereich der Standardbetriebspunkte der Versuchsanlage. Die Charakterisierung des Heißgaswindkanals wird bei den Reynolds-Zahlen HGW-LR bis HGW-HR durchgeführt.



FOV	x in mm	y in mm	z in mm
HGW1	[15:180]	[-20]	[-80:-65]
HGW2	[15:180]	[-10]	[-80:-65]
HGW3	[15:180]	[-0]	[-80:-65]
HGW4	[15:180]	[10]	[-80:-65]
HGW5	[15:180]	[20]	[-80:-65]
HGW6	[24]	[-30:30]	[-80:-65]
HGW7	[84]	[-30:30]	[-80:-65]
HGW8	[144]	[-30:30]	[-80:-65]

Abbildung 6.4: Bildausschnitte zur Charakterisierung des Heißgaswindkanals. Die Darstellung [15:80] bezeichnet den Bereich zwischen den Koordinaten $x = 15 \text{ mm}$ und $x = 80 \text{ mm}$. Diese Art der Darstellung gilt für die gesamte Arbeit.

6.1.2 Charakterisierung der Brennkammereinlauftrandbedingungen

Ziel dieser Untersuchungen ist die Charakterisierung der Einstromrandbedingungen in das Flammrohr. Anhand von bewusst eingebrachten Störungen in die Einlaufstrecke wird die Symmetrie der Strömung untersucht. An einem repräsentativen Betriebspunkt werden Messungen mit hoher Statistik durchgeführt, um die Mittelwertkonvergenz zu untersuchen. Um die Ergebnisse nicht durch die Effusionskühlluftströmung zu beeinflussen, wird der Heißgaswindkanal in diesen Experimenten durch ein konvektiv gekühltes Flammrohrsegment ersetzt.

6.1.2.1 Versuchsaufbau

Infrastruktur

Die Messungen in diesem Abschnitt werden mit der stereoskopischen Particle Image Velocimetry (2D3C-PIV) durchgeführt. Da für diese Untersuchungen ausschließlich nicht reagierende Messungen vorgesehen sind, werden der Strömung Silikonöltropfen (Dow Corning, 210H) als Impfpartikel zugegeben. Die Öltröpfchen werden in einem eigens entwickelten, druckfesten Partikelgenerator durch eine Zweistoffdüse mithilfe eines Trägergases zerstäubt [82]. Als Trägergas wird der Brennstoffmassenstrom der Hauptstufe $\dot{m}_{\text{Fuel, Main}}$ verwendet.

Optischer Aufbau

Lichtquelle, Kameras und die zeitliche Synchronisation sind identisch zu dem Aufbau aus Abschnitt 6.1.1.1 und werden daher nicht im Detail erneut erklärt. Da sich jedoch das Platzangebot, die Zugänglichkeit der Versuchsanlage sowie die durch die Strömung vorgegebenen Anforderungen stark von der Untersuchung des Heißgaswindkanals unterscheiden, muss der Versuchsaufbau im Detail verändert werden. Abbildung 6.5 zeigt den optischen Aufbau in einer schematischen Draufsicht. Über hochreflektierende Spiegel S_i werden die Laserpulse ins Messvolumen umgelenkt. Ein Teleskop aus einer sphärischen Zerstreuungslinse (CVI, PLCC, $f = -250$ mm) und einer sphärischen Sammellinse (CVI, PLCX, $f = 500$ mm) wird zur Manipulation der Strahldivergenz verwendet. Die Pulsenergie wird mithilfe einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte und einem Polarisationsstrahlteilerwürfel angepasst. Im Strahlteiler ausgekoppelte Teilstrahlen werden in der Strahlfalle deponiert. Aus dem runden Strahlprofil wird mittels der sphärischen Sammellinse (CVI, PLCX, $f = 2500$ mm) und der konkaven Zylinderlinse (CVI, SCC, $f = -50$ mm) ein Lichtschnitt geformt. Ein 3"-Spiegel lenkt diesen vertikal in das Messvolumen um. Hinter dem Spiegel befindet sich eine CCD-Kamera, um die Lichtschnittdicke anhand der Leckstrahlung zu bestimmen. Die Kamera ist in Strahlrichtung traversierbar, wodurch die Lichtschnittdicke entlang des gesamten Bildausschnitts ermittelt werden kann. Die lange Brennweite der Sammellinse erzeugt in Verbindung mit einer gezielten Verstimmung des Teleskops im Bildausschnitt einen schwach fokussierten Lichtschnitt. Beim Eintritt in das Messvolumen beträgt die Lichtschnittdicke 1,2 mm und nimmt bis zum Erreichen der unteren

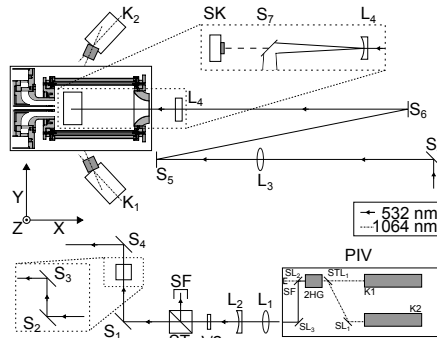


Abbildung 6.5: Schematische Aufbau Stereo-PIV.

Flammrohrwand auf 0,7 mm ab. Der Fokuspunkt des Lichtschnitts liegt außerhalb des Bildbereichs bei $z = -120$ mm. In der Höhenrichtung wird der Lichtschnitt nicht kollimiert, da der beleuchtete Bildausschnitt in axialer Richtung sonst durch die Apertur des Spiegels S_7 eingeschränkt wird.

Das Streulicht der Öltröpfchen wird durch je ein Objektiv (Nikon, Nikkor $f = 50$ mm, $F=1,2$) auf zwei *Interline-transfer-CCD*-Kameras abgebildet. Zur stereoskopischen Rekonstruktion des Geschwindigkeitsfelds werden die Objektive aus der Lichtschnittnormalen geneigt. Als guter Kompromiss zwischen der erzielbaren *in-plane*- und *out-of-plane*-Genauigkeit wird ein Winkel $\alpha = 30^\circ$ gewählt [89]. Um ohne starkes Abblenden eine scharfe Abbildung zu ermöglichen, werden beide Kameras in Scheimpffluganordnung aufgebaut [115]. Analog zu 6.1.1.1 werden die Objektive auf $F = 5,6$ abgeblendet und das Streulicht spektral gefiltert. Zur Bildregistrierung und Korrektur der Objektiverzeichnung wird eine Kalibrationsplatte LaVision 116-10 aufgenommen.

Die Lichtschnittoptik sowie die Detektionseinheiten sind auf einem axial traversierbaren Rahmen aufgebaut, um die in Abbildung 6.6 gezeigten Bildbereiche zu untersuchen.

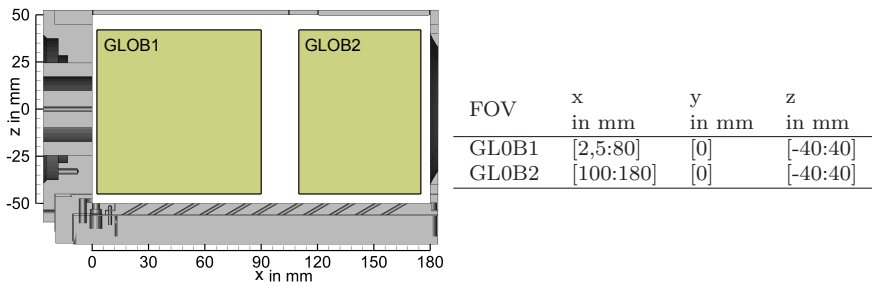


Abbildung 6.6: Bildausschnitte zur Untersuchung der Einlauftrandbedingungen.

6.1.2.2 Messplan

Die Untersuchungen werden bei den in Tabelle 6.1 aufgeführten Betriebspunkten durchgeführt. In der Untersuchung am Betriebspunkt REF wird die Symmetrie der Einströmung in das Flammrohr an einem generischen Betriebspunkt untersucht. Der Druckverlust über den Drallerzeuger entspricht den Werten am Standardbetriebspunkt. Der Staukörper wird bei diesen Messungen entfernt, um eine potenzielle Quelle asymmetrischer Einströmung in die Brennkammer auszuschließen. In Versuchsreihen BZ1 und 2 bzw. VLB1 und VLB2 werden, wie in Abbildung 6.7 dargestellt, abwechselnd Zugänge der Brennstoff oder Luftzuführung verschlossen, um die Strömung im Plenum zu stören. Die Messungen werden nur im düsennahem Bildausschnitt GLOB1 durchgeführt und ausgewertet.

Am Betriebspunkt OP1 wird die Symmetrie der Einströmung unter realistischen Betriebsbedingungen untersucht. Die Verbrennungsluft wird auf 623 K vorgewärmt, der Innendruck auf 0,2 MPa angehoben. Neben dem Bildausschnitt GLOB1 wird auch der Düsenaustritt in GLOB2 untersucht, um die Funktionsweise der Flammrohrkontraktion zu überprüfen. Zur Untersuchung des Konvergenzverhaltens werden bei OP1 7500 statistisch unabhängige Geschwindigkeitsfelder aufgezeichnet. An den übrigen Punkten werden jeweils 1000 Doppelbilder aufgezeichnet. Die Zeitseparation zwischen den Laserpulsen beträgt unabhängig vom betrachteten Bildausschnitt und Betriebspunkt $10 \mu\text{s}$.

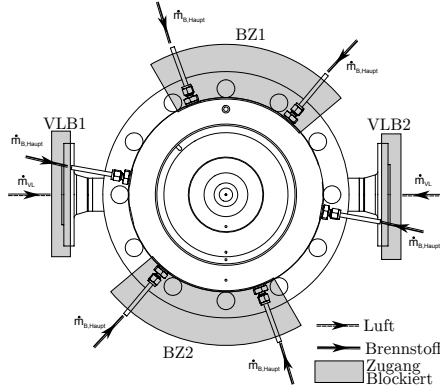


Abbildung 6.7: Störungen der Strömung im Plenum. Durch Verblocken der Verbrennungsluft- oder der Brennstoffzuleitungen werden gezielt Störungen in das Strömungsfeld vor dem Drallerzeuger eingebracht, um die Sensitivität auf die Eintrittsrandbedingungen zu untersuchen.

Tabelle 6.1: Betriebspunkte zur Charakterisierung der Einlaufrandbedingungen.

Betriebspunkt	\dot{m}_{V1} in g/s	$\dot{m}_{Fuel, Main}$ in g/s	T_{Bk} in K	P_{Bk} in MPa	S
REF	30	1,4	293	0,1	0,8
BZ1	"	"	"	"	"
BZ2	"	"	"	"	"
VLB1	"	"	"	"	"
VLB2	"	"	"	"	"
OP1	30	1,4	623	0,2	0,8

6.1.3 Strömungsfeldmessungen zur Flamme-Kühlluft-Interaktion

Zur Charakterisierung der Flamme-Kühlluft-Interaktion werden Parametervariationen des Standardbetriebspunktes untersucht. Ziel ist es, Einflüsse der Drallzahl, des Stufungsverhältnisses und der Kühlgeometrie auf das Strömungsfeld am Eintritt der Brennkammer und in unmittelbarer Nähe der effusionsgekühlten Flammrohrwand zu erfassen. Die Untersuchungen werden bei reagierender als auch nicht reagierender Strömung sowohl mit 2D2C- als auch 2D3C-PIV durchgeführt.

6.1.3.1 Versuchsaufbau

Infrastruktur

Teilströme der Verbrennungsluft $\dot{m}_{VL,t}$, der Effusionskühlluft $\dot{m}_{Eff,t}$ und, bei Messungen mit einem Stufungsverhältnis $SV > 0$, der Massenstrom der Pilotstufe $\dot{m}_{Fuel, Pilot}$ werden in dieser Untersuchung mit keramischen Impfparkeln beladen. Die Partikel (Martinswerk, Martoxid MR52, $D_{50} = 0,7 \mu m$) werden über jeweils einen separaten Wirbelbett-Partikelgenerator fluidisiert und der Strömung beigemischt. Die Partikelgeneratoren sind identisch zu dem in Abschnitt 6.1.1.1 vorgestellten.

Optischer Aufbau

Die Messungen in dieser Untersuchung werden mit einem Hochgeschwindigkeits-PIV-Aufbau (HS-PIV) durchgeführt. Dies ist nötig, da die zur Verfügung stehende Messzeit bei reagierender, mit Feststoffpartikeln beladener Strömung nur wenige Sekunden beträgt. Während einer Messung führt die Ablagerung der Feststoffpartikel an den Flammrohrwänden zu einem starken Ansteigen des Hintergrundsignals. Nach weniger als 10 s ist eine Unterscheidung zwischen dem Hintergrundleuchten und der Lichtstreuung der Partikel im Lichtschnitt nicht mehr möglich. Mit konventionellen 10 Hz-PIV-Systemen kann in dieser Zeit keine ausreichende Statistik gewonnen werden (vgl. Abschnitt 7.2.2).

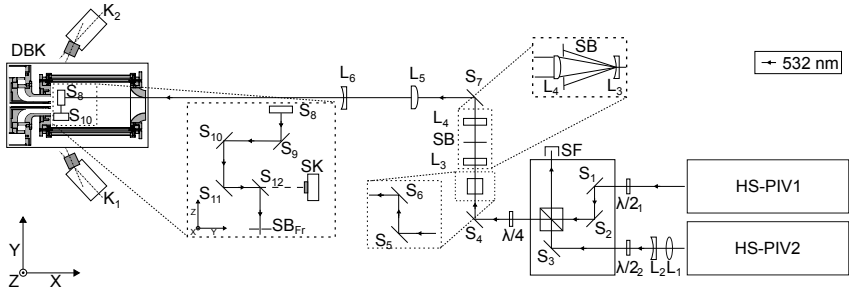


Abbildung 6.8: Optische Aufbau der PIV Messung zur Flamme-Kühlluft-Interaktion. Hochgeschwindigkeits PIV Laser (HS-PIV1, HS-PIV2), Polarisationsstrahlteiler (ST), Hochreflektierende Spiegel (S_i), $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte ($\lambda/2$), $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte ($\lambda/4$),

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 6.8 schematisch gezeigt. Die Strömung wird durch zwei baugleiche diodengepumpte Festkörperlaser (EdgeWave GmbH, INNOSLAB IS4 II-DE) beleuchtet. Die fundamentale Wellenlänge von 1064 nm wird intern in jedem Laser in Licht der Wellenlänge 532 nm frequenzverdoppelt. Die Pulsdauer beträgt in Abhängigkeit des Diodenstroms zwischen 5 ns und 10 ns. Um die Laserpulse zu überlagern, ist die Polarisationsrichtung beider Laser bei 532 nm zueinander um 90° verdreht. Mit einem polarisierenden Strahlteiler (CVI, PBS-AR532) werden die Einzelpulse in einer externen Einheit überlappt. Die Pulsenergie wird über je eine $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte in Verbindung mit dem Strahlteiler angepasst. Die transmittierte Energie wird in einer wassergekühlten Strahlfalle deponiert. Nach der Überlagerung werden beide Pulse durch eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte zirkular polarisiert. Ein Spiegelsystem lenkt die Laserpulse ins Messvolumen. Über ein Galilei-Teleskop aus zwei zylindrischen Linsen L_3 und L_4 (CVI, PLCC, $f_{L3} = -25$ mm, CVI, PLCX, $f_{L4} = 400$ mm) werden ein Lichtschnitt von 100 mm Höhe geformt. Durch eine Schlitzeblende wird ein homogen ausgeleuchteter Bereich von 45 mm Höhe aus dem Lichtschnitt ausgeschnitten. Ein weiteres Teleskop aus den Zylinderlinsen L_5 und L_6 (CVI, PLCX, $f_{L5} = 750$ mm, CVI, PLCC, $f_{L6} = -100$ mm) verringert die Lichtschnittdicke auf 1,4 mm¹⁴. Entgegen der gängigen Praxis in PIV-Messungen wird der Lichtschnitt in lichtschnittnormaler Richtung kollimiert, um keinen ortsabhängige Tiefpassfilterung durchzuführen. Der Lichtschnitt wird über die beiden Periskope aus den Spiegeln S_9 bis S_{12} vertikal in das Flammrohr eingekoppelt. Eine CCD-Kamera (DataRay, WinCamD) hinter dem letzten Spiegel S_8 ermöglicht die Bestimmung der Lichtschnittdicke im Messvolumen anhand der Leckstrahlung.

¹⁴Für die räumlich hochaufgelöste Messung in Wandnähe wird der Lichtschnitt auf eine Dicke von 0,35 mm im betrachteten Bildausschnitt reduziert. In diesem Fall ist der Lichtschnitt nicht mehr kollimiert, sondern konvergiert zu einem Fokus im Innern des Heißgaswindkanals.

Zur Positionierung des Lichtschnitts in der Mittelebene des Flammrohres wird im oberen optischen Zugang eine 1,6 mm breite Schlitzblende eingesetzt. Als Referenz an der effusionsgekühlten Flammrohrwand dienen die Kühlluftbohrungen. Vor jeder Messung wird der Lichtschnitt auf die Mittelachse der bis zu 0,7 mm kleinen Kühlluftbohrungen ausgerichtet. Die Position des Lichtschnitts auf der Mittelachse der Bohrungen wird anhand der Wandreflexion mit einer zusätzliche CCD-Kamera (Andor, Pixis) überprüft.

Das Signal wird mit zwei baugleichen Hochgeschwindigkeits-CMOS-Kameras (Vision Research, Phantom V711) aufgezeichnet. Kamera 1 wird bei 2D2C-PIV Aufnahmen senkrecht zum Lichtschnitt aufgebaut. Für die 2D3C-PIV-Aufnahmen werden beide Kameras um $\alpha = 30^\circ$ aus der Lichtschnittnormalen geschwenkt. Eine Scheimpfluganordnung zwischen Messobjekt, Objektiv und Kamera ermöglicht eine scharfe Abbildung bei moderat abgeblendetem Objektiv. In beiden Aufbauten wird das Streulicht der Partikel über Makro-Objektive (Sigma, Makro $f = 105 \text{ mm}$, $F = 2,8$) auf die Kamerachips abgebildet. Zur Erhöhung der Schärfentiefe werden die Objektive auf $F = 8$ abgeblendet. Flammeneigenleuchten sowie Umgebungslicht werden durch einen schmalbandigen Bandpassfilter (Edmund Optics, $532 \pm 5 \text{ nm}$) unterdrückt.

Für Aufnahmen mit höherer räumlicher Auflösung wird ein langbrennweitiges Makro-Objektiv (Sigma, $f = 180 \text{ mm}$, $F = 2,8$), abgeblendet auf Blendenzahl $F = 11$, verwendet. Die Filterkonfiguration bleibt identisch. In allen Versuchsreihen wird die Bildregistrierung anhand einer dreidimensionalen Kalibrationsplatte (Lavision, 58-5) durchgeführt.

Die zeitliche Synchronisation der Kameras und Laser wird über ein freiprogrammierbares FPGA (National Instruments, cRIO NI-9116, National Instruments, NI-9402-TTL Modul) realisiert. Die Zeitseparation zwischen den Laserpulsen beträgt je nach Bildausschnitt zwischen $5 \mu\text{s}$ und $25 \mu\text{s}$. Alle Aufnahmen werden bei einer Wiederholrate von 2500 Hz durchgeführt.

6.1.3.2 Messplan

Die Brennraumströmung wird an fünf in Abbildung 6.9 gezeigten Bildausschnitten sowohl für die TUDA- als auch für die RR-Effusionsplatte untersucht. Messungen nahe an der Kopfplatte können aufgrund von starken Wandreflexionen nicht mit 2D3C-PIV vermessen werden [156]. Durch die dickwandigen Druckbrennkammerfenster kommt es bei einem Abbildungsmaßstab nahe 1:1 in einem 2D3C-PIV-Aufbau zu einem erheblichen Astigmatismus [69]. Eine scharfe Abbildung der Impfpartikel ist in diesen Betrachtungen nicht möglich. Aus diesen Gründen werden an den Bildausschnitten PIV1 und PIV4 2D2C-PIV-Aufnahmen durchgeführt. An den Bildausschnitten PIV2, PIV3 und PIV5 wird 2D3C-PIV verwendet. Bis auf die Messungen am Flammrohraustritt (PIV5) werden alle Messungen bei einer Zeitseparation von $5 \mu\text{s}$ durchgeführt. Am Bildausschnitt PIV5 beträgt diese $25 \mu\text{s}$. Für jeden Messpunkt werden 2500 Doppelbilder aufgezeichnet, um eine ausreichende Konvergenz der statistischen Momente sicherzustellen.

Alle Messungen werden am Standardbetriebspunkt durchgeführt, wobei die in Tabelle 6.2 aufgeführten Parametervariationen von Drall, Verbrennungsmodus und Kühlluftmassenstrom an den aufgeführten Bildausschnitten untersucht werden. Die Benennung der Messreihen folgt der Namenskonvention Geometrie-Drallzahl-Verbrennungsmodus-Kühlluftmassenstrom. Die Drallzahl S wird in den Stufen 0,7 (*low swirl*, LS), 1,0 (*intermediate swirl*, IS) und 1,3 (*high swirl*, HS) variiert. Über das Stufungsverhältnis wird zwischen mager vorgemischter Verbrennung, $SV = 0$ (*lean-premixed*, LP), und pilotiert-vorgemischter Verbrennung, $SV = 10$ (*piloted premixed*, PP) variiert.

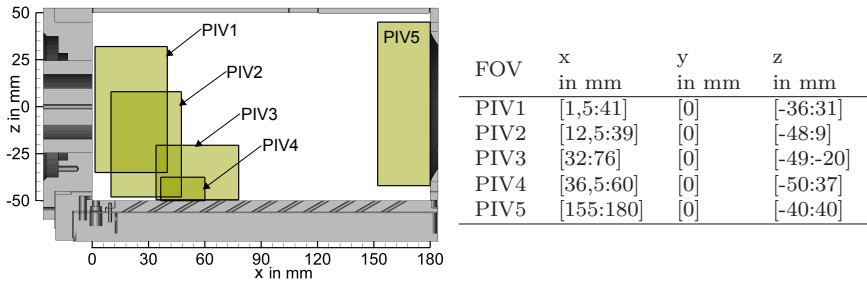


Abbildung 6.9: Bildausschnitte der PIV Messung zur Flamme-Kühlluft-Interaktion.

6.1.4 Auswertung von Vektorfeldern

Die Auswertung der Partikelrohbilder wird mit dem Programmpaket Davis 8.2 von LaVision durchgeführt. Der kommerziell erhältliche Auswertalgorithmus wurde durch mehrere internationale Forschungsvorhaben beurteilt und validiert [132],[133],[134].

Zur Verbesserung des Kontrastes und zur Eliminierung von Wandreflexen wird im ersten Prozessierungsschritt ein Hintergrundbild abgezogen. Aufgrund der Verschmutzung der optischen Zugänge während einer Aufnahme wird vor jedem Messpunkt ein neues Hintergrundbild aufgenommen. Die Strömung wird dabei nicht mit Partikeln beladen, jedoch von den Laserpuls beleuchtet. In reagierenden Strömungen kann es durch starke Dichtegradienten zu einer stochastischen Ablenkung des Lichtschnitts kommen. Dies äußert sich in räumlich fluktuierenden Wandreflexionen. Tritt dieser Fall auf, wird jedem Pixel statt einem stationären Hintergrundbild der gleitende Mittelwert aus einem 6 px x 6 px großen Fenster um den jeweiligen Pixel abgezogen. Die Fenstergröße entspricht ungefähr der doppelten Größe eines Partikels in der Abbildung, sodass diese nicht entfernt werden. Mithilfe eines erweiterten Lochkameramodells werden die Partikelbilder entzerrt und in dem mm-Koordinatensystem des Flammrohres registriert. Für die 2D3C-Aufnahmen wird die initiale Kalibration durch die Selbstkalibration anhand der Partikelrohbilder weiter verfeinert [154]. Die Bestimmung des lokalen Verschiebungsvektors wird über die Kreuzkorrelation von Auswertefenstern, sogenannten *interrogation areas* (IA), durchgeführt. Ausgehend von einer IA-Größe von 128 px x 128 px wird die Berechnung mehrfach, unter schrittweiser Verkleinerung des Auswertefensters auf den finalen Wert von 32 px x 32 px, wiederholt¹⁵. In diesem als *multi-pass*-PIV bezeichneten Berechnungsverfahren wird der Verschiebevektor des vorherigen Durchgangs als Startwert für den folgenden genutzt, um die räumlichen Dynamik der Auswertung zu erhöhen [121]. Zur besseren Detektion von Gradienten werden benachbarte Auswertefenster zu 75 % überlappt. Für 2D3C-PIV Aufnahmen erfolgt gemäß der Formel 4.13 an dieser Stelle die Rekonstruktion des 3D-Vektorfelds aus den 2D-Daten beider Kameras.

Vektoren mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) in der Korrelationsebene von $SNR_{Peak} < 1,3$ werden durch eine Filteroperation entfernt. Über eine Nachbarschaftsoperation nach Westerweel werden Ausreißer detektiert und durch einen interpolierten Vektor aus den umgebenden Auswertefenstern ersetzt [152]. Abschließend erfolgt eine Glättung der Vektorfelder mit einem Gaußfilter aus 3 x 3 benachbarten Vektoren. Die räumliche

¹⁵Die Aufnahmen aus Abschnitt 6.1.2 können durch die höhere Impfparkeldichte mit 16 px x 16 px ausgewertet werden.

Tabelle 6.2: Parametervariationen zur Untersuchung der Flamme-Kühlluft-Interaktion. Variiert werden die Drallzahl S , der Verbrennungsmodus über das Stufungsverhältnis SV sowie der Effusionskühlluftmassenstrom \dot{m}_{Eff} . Alle Untersuchungen werden sowohl für reagierende als auch nicht reagierende Konfigurationen durchgeführt. Die Abkürzungen in der Bezeichnung stehen für: mager vorgemischt (LP), pilotiert vorgemischt (PP), hohe, mittlere und niedrige Drallzahl (HS, IS, LS) sowie hoher, mittlerer und niedriger Kühlluftmassenstrom (HC, IC, LC).

Bezeichnung	FOV	S	SV	\dot{m}_{Eff} in g/s
TUDA-Geometrie				
TUDA-LS-LP-HC	1-5	0,7	0	15
TUDA-IS-LP-HC	1-4	1		
TUDA-HS-LP-HC	1-4	1,3		
TUDA-LS-LP-LC	1-4	0,7		7,5
TUDA-IS-LP-LC	1-3	1		
TUDA-HS-LP-LC	1-3	1,3		
TUDA-LS-PP-HC	1-5	0,7	10	15
TUDA-IS-PP-HC	1-4	1		
TUDA-HS-PP-HC	1-4	1,3		
TUDA-LS-PP-LC	1-4	0,7		7,5
TUDA-IS-PP-LC	1-3	1		
TUDA-HS-PP-LC	1-3	1,3		
RR-Geometrie				
RR-LS-PP-IC	1-5	0,7	10	12,5

Auflösung aller Messreihen ist in Tabelle 6.3 aufgeführt. Die Einzelschussbilder werden mithilfe des Programmpaketes Matlab weiterverarbeitet. Unter Zuhilfenahme der Positionsinformation aus den Kalibrationbildern werden die einzelnen Bildausschnitte in das Brennkammer-Koordinatensystem transferiert. Durch die Bildnachbearbeitung in Davis entstandenen Lücken werden mittels kubischer Interpolation geschlossen.

Tabelle 6.3: Räumliche Auflösung der Strömungsfeldmessungen.

FOV	IA in <i>pixel</i>	Vektorabstand in <i>mm</i>	Räumliche Auflösung in <i>mm</i>
HGW1 - HGW5	32 x 32	0,52	2,08
HGW6 - HGW8	32 x 32	0,30	1,20
GLOB1	16 x 16	0,46	1,84
GLOB2	16 x 16	0,46	1,84
PIV1	32 x 32	0,43	1,72
PIV2	32 x 32	0,42	1,70
PIV3	32 x 32	0,40	1,60
PIV4	32 x 32	0,15	0,59
PIV5	32 x 32	0,58	2,32

6.1.5 Charakterisierung und Fehlerbetrachtung

Messfehler in der PIV an dreidimensionalen, hochturbulenten Strömungen lassen sich für reale Messungen nur schwer quantifizieren. Untersuchungen in der Literatur an überwiegend synthetisch erzeugten Rohbildern beschreiben Kriterien, die für PIV-Messungen

geringer Messunsicherheit¹⁶ erfüllt werden müssen [116]. Entscheidende Parameter sind die Wahl der Partikel, die Beleuchtung der Strömung sowie die Abbildung der Partikel auf das Detektionssystem.

6.1.5.1 Charakterisierung globaler Fehler

Im Folgenden werden die in Tabelle 6.4 aufgeführten Parameter und deren Einfluss auf die Messunsicherheit diskutiert¹⁷. Die Parameter sind zum Teil stark gekoppelt, sodass die Optimierung einzelner Parameter nicht ohne Kompromisse möglich ist.

Tabelle 6.4: Fehlerquellen in PIV-Messungen am Eindüsenektor.

Partikel	<ul style="list-style-type: none"> • Grenzfrequenz und Folgevermögen • Homogene Verteilung der Partikel • Entmischung der Partikel
Beleuchtung der Strömung	<ul style="list-style-type: none"> • Zeitseparation der Doppelbilder • Partikelverlust im Lichtschnitt • Hintergrundsignal durch Verschmutzung der optischen Zugänge
Detektionssystem und Abbildung	<ul style="list-style-type: none"> • Räumliche Diskretisierung der Partikel • Übereinstimmung von Lichtschnitts und Kalibration • Orientierung des Detektionssystems zum Lichtschnitt • Bildregistrierung und Entzerrung

Partikel

Die Strömung wird mit Alumina-Partikel (Al_2O_3) mit einem mittleren Durchmesser von $d_{50} \leq 0,8 \mu\text{m}$ markiert. Aus Gleichung 4.5 ergibt sich die **Grenzfrequenz der Partikel** für isotherme Messungen ($T_{\text{Bk}} = 623 \text{ K}$, $P_{\text{Bk}} = 0,25 \text{ MPa}$) zu 4,75 kHz. Für reagierende Messungen steigt die Folgefrequenz im Bereich der Reaktionszone und des verbrannten Abgases ($T_{\text{Abgas}} = 1800 \text{ K}$ ¹⁸, $P_{\text{Bk}} = 0,25 \text{ MPa}$) aufgrund der steigenden kinematischen Viskosität auf bis zu 10,0 kHz.

Für eine möglichst **homogene Verteilung** der Partikel wird der markierte Teilstrom $\approx 500 \text{ mm}$ stromauf des Drallerzeugers in die Hauptstrom eingemischt. Untersuchungen mit künstlich herbeigeführten Störungen im Plenum wirken sich nicht auf die Verteilung der Partikel im Flammrohr aus (vgl. Abschnitt 7.2). Der markierte Teilstrom der Effusionskühlluft wird durch den Heißgaswindkanal vollständig homogenisiert.

Die **Partikeldichte im Messvolumen** wird über den Anteil des markierten Teilstroms für Verbrennungs- bzw. Effusionskühlluft zum jeweiligen Hauptstrom gesteuert. In den Messungen wird eine Partikeldichte von 10 bis 15 Partikel pro Auswertefenster eingestellt,

¹⁶Im Folgenden wird auf eine Trennung von Richtigkeit und Präzision verzichtet. Aufgrund der turbulenten Eigenschaft der Strömung ist eine Wiederholung der Messung bei gleichem Erwartungswert nicht möglich. Somit ist die Standardabweichung kein geeignetes Maß für die Präzision. Die Richtigkeit kann nicht bestimmt werden, da der Erwartungswert a-priori nicht bekannt ist.

¹⁷Die Betrachtung der Messunsicherheit bezieht sich auf die Messungen zur Flamme-Wand-Interaktion.

¹⁸Ergebnis der CARS-Messungen stromab der Hauptreaktionszone

da für diese Partikeldichte eine ausreichend hohe Genauigkeit in der Korrelationsebene erreicht wird [78], [102]. Nach Untersuchungen von Raffel an synthetischen Rohbildern ist für die gewählte Seedingdichte bei der Bestimmung der Verschiebevektoren eine Unsicherheit von 0,05 Pixel zu erwarten [116].

In isothermen Messungen kommt es in Wirbelzentren hoher Wirbelstärke zur Entmischung der Partikel, wie in den Abbildungen 6.10 und 6.11 an zwei Beispielen gezeigt ist. Die Partikeldichte nimmt stark ab (Abbildung 6.10). Vereinzelt kommt es zur völligen Entmischung innerhalb eines Wirbels (Abbildung 6.11). Ursächlich ist ein präzedierender Wirbelkern, der für vergleichbare Geometrien in isothermen Strömungen festgestellt wurde [136]. Gebiete ohne Partikel werden automatisch erkannt und von der Auswertung ausgeschlossen. Ein Messfehler lässt sich jedoch nicht quantifizieren. In reagierenden Messungen wird die hohe Wirbelstärke durch die stark angestiegene Viskosität des heißen Gases gedämpft, sodass dieses Phänomen nicht beobachtet wird.

Beleuchtung der Strömung

Die **Zeitseparation der Doppelbilder** Δt bestimmt maßgeblich den Dynamikumfang der Geschwindigkeitsmessungen. Ein möglichst hohes Δt ist anzustreben, um sowohl hohe als auch niedrige Geschwindigkeiten mit einer möglichst hohen Partikelverschiebung abzubilden [2]. Für Drallströmungen ist die Zeitseparation im Spannungsfeld zwischen der Partikelverschiebung in Lichtschnittrichtung (*in plane*) und dem **Partikelverlust in lichtschnittnormaler Richtung** (*out of plane*) zu optimieren. Die maximale Partikelbewegung *in plane* liegt optimalerweise bei 25% der finalen Auswertefenstergröße [102], in den hier durchgeführten Untersuchungen bei 8 Pixel bzw. $\approx 0,5$ mm. Durch Strömung normal zum Lichtschnitt sollen nicht mehr als 25% der Partikel den Lichtschnitt verlassen, da sonst die Wahrscheinlichkeit einer validen Detektion im Auswertefenster stark sinkt [116]. Die **Lichtschnittdicke** beträgt für alle Messungen mit Ausnahme des hochaufgelösten wandnahen Bildausschnitts $\approx 1,4$ mm. Da die Lichtschnittdicke die räumliche Auflösung nicht überschreiten darf, ist eine Verbreiterung des Lichtschnitts bei gegebener

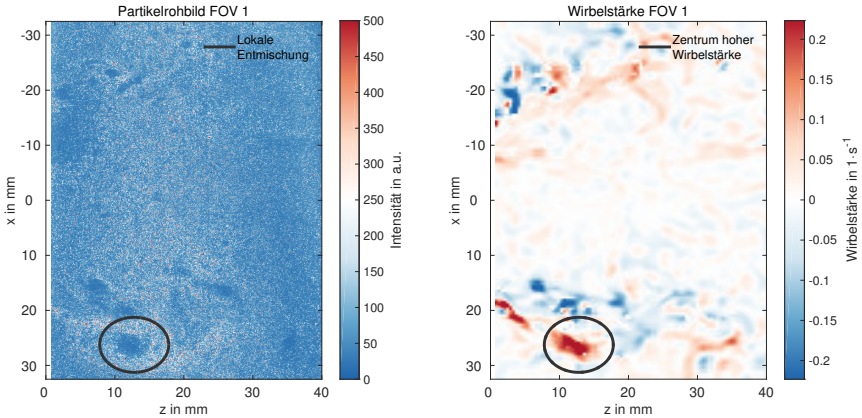


Abbildung 6.10: Entmischung von Partikel und Strömung aufgrund hoher lokaler Wirbelstärke im Ablösegebiet stromab der Düse (PIV1). Die teilweise Entmischung führt lokal zu höheren Messfehlern, da die Partikeldichte stark abnimmt.

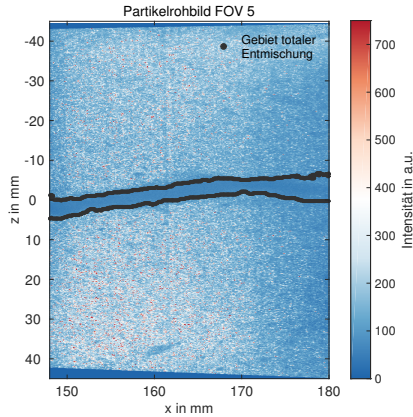


Abbildung 6.11: Vollständige Entmischung aufgrund präzidierender Wirbelströmungen im Kernbereich der Rezirkulationszone am Austritt der Brennkammer (PIV5). Die Entmischung ist nahezu vollständig, sodass in diesen Bereichen keine Geschwindigkeitsmessung möglich ist. Der präzidierende Wirbelkern kann in den Bildausschnitten PIV1, PIV2 und PIV5 beobachtet werden, tritt jedoch nur bei nicht reagierender Strömung auf. Im reagierenden Fall dämpft die ansteigende Viskosität den Wirbel.

Auswertefenstergröße nicht zulässig [116]. Die maximal mögliche *Out-of-plane*-Bewegung ist mit $\approx 0,35$ mm kleiner als die zulässige *In-plane*-Verschiebung. Da die *Out-of-plane*-Geschwindigkeit in Strömungen mit hohen Drallzahlen jedoch größer sein kann als die *in-plane*-Komponente, wird die Pulsseparation Δt durch die Lichtschnittdicke begrenzt. Dies reduziert den Dynamikumfang *in plane* um 25% von 8 Pixel auf 6 Pixel. Geringe Geschwindigkeiten werden demnach schlechter diskretisiert als es in weniger drallbehafteten Strömungen möglich wäre. Messunsicherheiten, die nicht von der Höhe der Partikelverschiebung abhängen, wie beispielsweise die Unsicherheit durch einen schlechten Kontrast im Bild, haben demnach einen hohen Einfluss auf niedrige Partikelverschiebungen.

Während der Messung kommt es zur Ablagerung von Partikeln an den optischen Zugängen und Wänden des Flammrohrs. Aufgrund von Mehrfachstreuung nimmt das **Hintergrundsignal** bei fortschreitender Messdauer stetig zu. Dieser Effekt kann durch den Abzug eines stationären Hintergrundbildes oder eines gleitenden Mittelwertes nicht korrigiert werden. Aufgrund des geringen Kontrastes zwischen Partikel und Hintergrund muss bei verschmutzten optischen Zugängen mit einer Unsicherheit von bis zu 0,1 Pixel gerechnet werden [116].

Detektionssystem und Abbildung

Die Partikel werden auf dem Kamerachip mit einer Durchmesser d_p zwischen 2 Pixel und 4 Pixel **räumlich diskretisiert**. In allen Messungen werden die Objektive so weit abgeblendet, bis die Partikel rund abgebildet werden. Die Messunsicherheit bei der Bestimmung der Partikelposition beläuft sich in diesem Fall auf 0,01 Pixel bis 0,02 Pixel [116].

Die **Orientierung des Detektionssystems zum Lichtschnitt** beträgt bei 2D2C-Messungen 90° . Winkelabweichungen zur Normalen zwischen Kalibrationsplatte und Kamera betragen $< 2^\circ$. Der Lichtschnitt wird durch eine Schlitzblende im optischen Zu-

gang entlang der zentralen Flammrohrachse ausgerichtet. Auf der Effusionskühlungsplatte dient die zentrale Lochreihe als Orientierung. Eine Abweichung von Kalibrationsplatte und Position des Lichtschnitts liegt somit im Bereich von $< 0,2$ mm. Die Messunsicherheit durch die Abweichung von Kalibrationsplatte zu Lichtschnitt wird in dieser Betrachtung aufgrund der minimalen Abweichung vernachlässigt.

Bei 2D3C-Messungen hat der Winkel zwischen den Kameras und dem Lichtschnitt starken Einfluss auf die Messunsicherheit in der Bestimmung der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten. Der beste Kompromiss zur Auflösung der *In-plane* und *Out-of-plane*-Geschwindigkeitsvektoren ergibt sich nach Lawson et al. für Winkel zwischen $\alpha = 20^\circ$ und $\alpha = 30^\circ$ [115]. Aus Gründen des optischen Zugangs wird ein Winkel von $\alpha = 25^\circ$ gewählt. Die daraus resultierende Messunsicherheit beträgt bis zu 2 % für die *in-plane*- und 4 % für die *Out-of-plane*-Partikelverschiebung. Bezogen auf die gemessenen Partikelverschiebungen ergibt sich eine zusätzliche Unsicherheit im Bereich von $\approx 0,02$ Pixel bis $\approx 0,25$ Pixel.

Die **Bildregistrierung und Entzerrung** erfolgt sowohl für die 2D2C- als auch die 2D3C-Aufnahmen anhand des in DaVis implementierten Lochkameramodells. Als Referenz werden dreidimensionale Kalibrationsplatten verschiedener Dimensionen verwendet (LaVision, 116-10 und LaVision, 58-5). Die durchschnittliche Abweichung von Referenz und Korrekturfunktion beträgt 0,4 Pixel. Die 2D3C-Aufnahmen werden zusätzlich mittels Selbstkalibration anhand der Partikelrohbilder entzerrt. Die bleibende Disparität zwischen beiden Kameras beträgt nach der Korrektur im Durchschnitt $< 1,3$ Pixel.

Zusammenfassend ergibt sich eine konservative Schätzung der Messunsicherheit als Summe der oben genannten Einzelunsicherheiten. Lokale Gegebenheiten werden darin jedoch nicht berücksichtigt. Für Partikelverschiebungen zwischen 0,5 Pixel und 6 Pixel ergibt sich eine Unsicherheit zwischen 0,24 Pixel und 0,47 Pixel. Mit der festgelegten Zeitseparation Δt ergeben sich abhängig von der räumlichen Diskretisierung im Bildbereich die in Tabelle 6.5 aufgeführten absoluten Messunsicherheiten.

Tabelle 6.5: Akkumulierte absolute Messunsicherheit für PIV. Abhängig von dem untersuchten Bildausschnitt ergibt sich die absolute Messunsicherheit in Abhängigkeit der Partikelverschiebung, Zeitseparation und räumlicher Diskretisierung zu den aufgeführten Werten.

FOV	Δt	min. Unsicherheit		max. Unsicherheit	
	in μs	mm	m/s	mm	m/s
HGW1-5	375	0,02	0,04	0,03	0,08
HGW6-8	375	0,01	0,02	0,02	0,05
GLOB1	10	0,03	2,6	0,05	5,0
GLOB2	10	0,03	2,6	0,05	5,0
PIV1	5	0,01	2,6	0,025	5,0
PIV2	5	0,01	2,6	0,025	5,0
PIV3	5	0,01	2,4	0,025	5,0
PIV4	5	0,004	0,9	0,01	1,7
PIV5	25	0,02	0,7	0,03	1,7

6.1.5.2 Lokale Fehlerabschätzung anhand der Partikelbilder

Eine weniger konservative Fehlerabschätzung bietet die Betrachtung lokaler Unsicherheiten anhand der Partikelrohbilder. Charonko bewertet die Unsicherheit anhand des Verhältnisses der beiden höchsten Korrelationspeaks innerhalb der Auswertefenster [34]. Alternat-

tiven sind die von Sciacchitano und Wienecke vorgeschlagenen *Image-mapping*-Methoden [126, 155]. Ein Rohbild $I_{t+\Delta t}$ aufgenommen zum Zeitpunkt $t + \Delta t$ wird anhand des berechneten Verschiebevektors auf den Zeitpunkt t zurücktransformiert. Aus der Differenz zwischen dem Bild I_t vom Zeitpunkt t und dem transformierten Bild $I_{t+\Delta t, \text{trans}}$ wird die Messunsicherheit berechnet.

Anhand der Methode von Wienecke werden die orts aufgelöste Messunsicherheit für 2D2C- und 2D3C-Messungen bei einer Drallzahl von $S = 1,3$ für die reagierende Strömung diskutiert¹⁹. Unter diesen Bedingungen sind die maximalen Messunsicherheiten zu erwarten, da die Strömung in den untersuchten Bildausschnitten sowohl die größten Absolutgeschwindigkeiten *in plane* wie *out of plane* als auch die höchsten Gradienten aufweist. Abbildung 6.12 zeigt die gemittelte Geschwindigkeitsmagnitude sowie die gemittelte absolute und relative Messunsicherheit im düsen nahen Bildausschnitt. Die Mittelung wird auf Basis von 1000 ausgewerteten Einzelschüssen durchgeführt. Die absolute Unsicherheit variiert lokal zwischen $5,7 \text{ ms}^{-1}$ und $1,2 \text{ ms}^{-1}$, wobei die maximale Unsicherheit im Bereich der hohen düsen nahen Geschwindigkeiten liegt. Die relative Unsicherheit ergibt sich durch die Division der absoluten Unsicherheit durch den Mittelwert. Im Bereich der Scherzone wird die relative Unsicherheit aufgrund der geringen absoluten Strömungsgeschwindigkeit um 0 ms^{-1} maximal. Die Fehlerberechnung stimmt gut mit der konservativen Schätzung der maximalen und minimalen Messunsicherheit überein.

Für die Messungen mittels 2D3C-PIV ist die berechnete Unsicherheit in Abbildung 6.13 dargestellt. In allen Abbildungen ist der Einfluss der Wandreflexionen auf die Richtigkeit der 2D3C-Daten klar zu erkennen. Werden Kanten oder Spalte des Flammrohres durch Streulicht beleuchtet, führt dies zu einer Fehlinterpretation in der Auswertung. Klar zu erkennen ist dies in der verringerten Geschwindigkeit im Bereichen des Mischrohres am Brenneintritt um die zentrale Flammrohrachse sowie als vertikale Unstetigkeit in der absoluten Unsicherheit bei $x = 20 \text{ mm}$, verursacht durch den Stoß zwischen Brennerkopfplatte und Flammrohr. Global betrachtet, ist die Messunsicherheit im Fall der 2D3C-Messungen mit bis zu 10 ms^{-1} ungefähr doppelt so hoch wie in der konservativen Abschätzung.

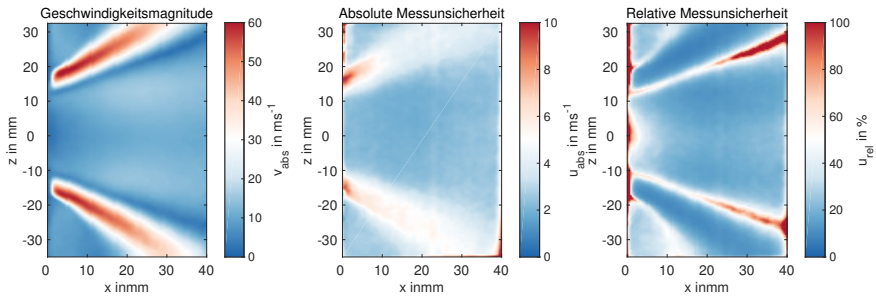


Abbildung 6.12: Gemittelte Messunsicherheit der 2D2C-PIV-Aufnahmen im Bildbereich PIV1. Die berechnete Unsicherheit liegt im Bereich der konservativen Schätzung aus Abschnitt 6.1.5.1. Im Bereich der Scherzone wird die relative Unsicherheit naturgegeben maximal.

¹⁹Die Möglichkeit zur Fehlerabschätzung wurde erst zu einem fortgeschrittenen Zeitpunkt dieser Arbeit in den Auswertalgorithmus integriert. Da die Fehlerbetrachtung ein erneutes Prozessieren der Rohdaten notwendig macht, wurde aus Zeitgründen nur ein reduzierter Datensatz ausgewertet.

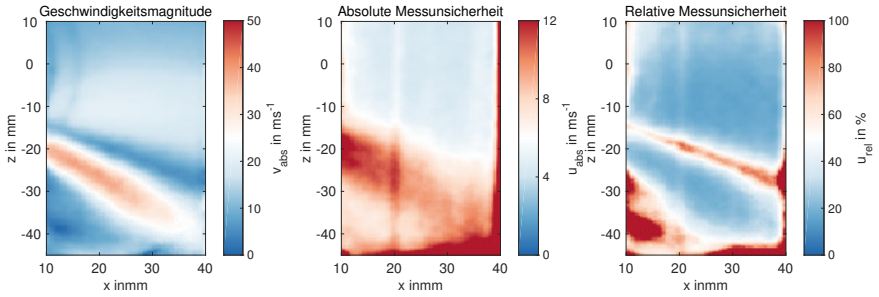


Abbildung 6.13: Gemittelte Messunsicherheit der 2d3c-PIV-Aufnahmen im Bildbereich PIV2. Der Einfluss von Wandreflektionen auf die Messunsicherheit und Richtigkeit am Mischrohr und am Brennerkopf klar sichtbar. Die berechnete Unsicherheit liegt über der konservativ geschätzten.

6.2 Bestimmung der Reaktionszone

Die qualitative Identifizierung der Reaktionszone wird in dieser Arbeit mittels der planaren Laserinduzierten Fluoreszenz des Hydroxyl-Radikals (OH-LIF) durchgeführt. Am Standardbetriebspunkt werden bei pilotierter sowie mager vorgemischter Verbrennung parametrische Studien zum Einfluss der Drallzahl auf den *flamebrush* untersucht. Es werden beide Effusionskühlgeometrien untersucht.

6.2.1 Versuchsaufbau

Optisches Setup

Die OH-Fluoreszenz wird auf der $Q_1(9)$ -Linie bei 283,9 nm angeregt. Als Lichtquelle dient ein Farbstofflaser (Sirah, Precision Scan) mit Rhodamin 6 G als Laserfarbstoff²⁰. Als Pumpquelle wird ein blitzlampengepumpter Nd:YAG-Festkörperlaser mit zwei separaten Kavitäten (Spectra Physics, PIV 400) bei 532 nm verwendet. Die rotverschobene Emissionswellenlänge des Farbstofflasers ist im Spektralbereich von 560 nm bis 590 nm durchstimmbare und wird in einen nachgeschalteten BBO-Kristall in der Frequenz verdoppelt. Die exakte Emissionswellenlänge wird über einen *Linescan* innerhalb der Versuchsanlage ermittelt und auf 567,9 nm bzw. 283,95 nm eingestellt (vgl. Abbildung 6.14). Beide Pumplaserkavitäten werden mit einer festen Wiederholrate von 10 Hz betrieben. Abhängig von der Zeitseparation $d\tau$ der Pumplaserkavitäten wird entweder ein Puls mit hoher ($d\tau < 50$ ns) oder zwei Pulse bei geringer Schussenergie ($50 \mu\text{s} < d\tau < 500 \mu\text{s}$) bereitgestellt. Bei der Anregungswellenlänge von 283,95 nm stehen maximal 30 mJ im Einzelschuss bzw. 8 mJ im Doppelschussbetrieb zur Verfügung.

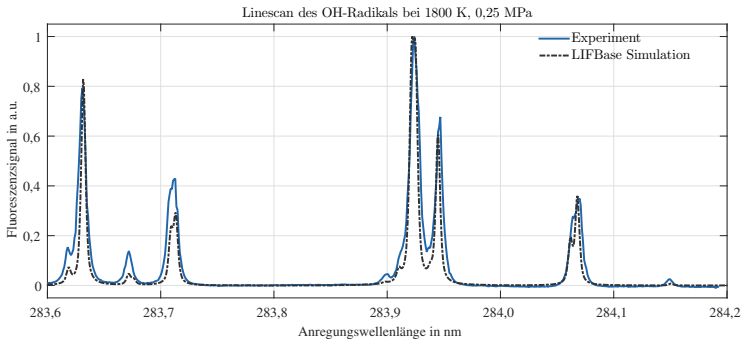


Abbildung 6.14: OH-Linescan bei 0,25 MPa. Der Farbstofflaser wird im Bereich zwischen 283,6 nm und 284,2 nm durchgestimmt. Die detektierte OH-Signalintensität wird mit einer Spektrensimulation verglichen um die exakte Zuordnung zwischen Resonatorgitter und Emissionswellenlänge zu finden.

Abbildung 6.15 zeigt das optische Setup. Das Farbstofflasersystem reagiert empfindlich auf Temperaturschwankungen und wird daher im klimatisierten Bereich des Labors aufgebaut. Über eine Strecke von 8 m wird der Laserpuls mit hochreflektierenden Spiegeln (CVI, HR2 290 nm, S_1 bis S_8) in das Messvolumen geleitet. Die Spiegel S_6 und S_7 bilden ein Periskop zur Anpassung der Strahlhöhe. Die Lichtschnittoptik (SFO) aus drei

²⁰ Der Laserfarbstoff wird in Ethanol gelöst. Die Farbstoffkonzentration wird nach Vorgaben des Laserherstellers gewählt.

Zylinderlinsen der Brennweiten $f_{L1} = -50$ mm, $f_{L2} = +350$ mm und $f_{L3} = +750$ mm (CVI, PLCX/PLCC-266AR) formt einen Lichtschnitt von 40 mm Höhe und einer Lichtschnittdicke von 250 μ m. Über den Spiegel S_8 wird der Lichtschnitt vertikal entlang der Mittelachse in die Brennkammer eingekoppelt.

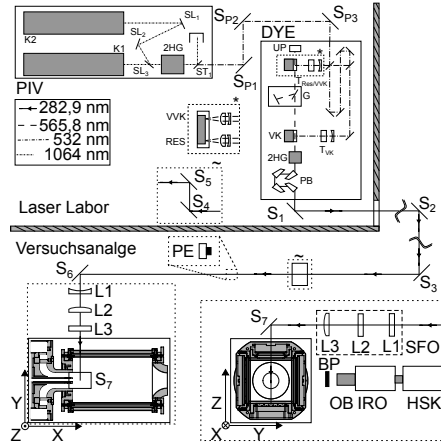


Abbildung 6.15: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus OH-LIF. (PIV) Pumplaser, (DYE) Farbstofflaser, (S_i) hochreflektierende Spiegel, (L_i) Zylinderlinsen der Lichtschnittoptik, (SFO) Lichtschnittoptik, (OB) Objektiv, (IRO) Bildverstärker, (HSK) Highspeed-Kamera, (BP) Bandpassfilter.

Die Signale der Wellenlänge 308 nm werden über ein normal zum Lichtschnitt positioniertes UV-transmittierendes Objektiv der Brennweite 150 mm (Bernd Halle Nachfolge GmbH, $f_{\#} = 2,5$) auf einen zweistufigen linsengekoppelten Bildverstärker (LaVision, HS-IRO) abgebildet. Ein Bandpassfilter (Laser Components, UV-B, 308 ± 10 nm, Transmission $> 80\%$) unterdrückt sowohl Reflexionen der Anregungswellenlänge als auch Flammen- und Rußeigenleuchten. Um die Detektion von OH^* -Chemilumineszenz zu minimieren, wird der Bildverstärker während eines Belichtungsvorgangs lediglich für die Dauer von 100 ns geöffnet. Nach der Konversion in den sichtbaren Spektralbereich werden die Signale auf den Sensor einer Hochgeschwindigkeits-CMOS-Kamera (Photron, SA1.1) geleitet. Die Belichtungszeit der Kamera beträgt 500 μ s bei einer internen Bildwiederholrate von 2 kHz. Der kombinierte Abbildungsmaßstab des abbildenden Systems beträgt 2 : 1. Die optische Auflösung des Systems Bildverstärker und Kamera wird mithilfe eines Siemenssterns bestimmt [69]. Unter Berücksichtigung des Rayleigh-Kriteriums ergibt sich eine minimale Trennschärfe von 4 Pixel [117]. Die Bildregistrierung erfolgt über eine Kalibrationsplatte (LaVision, 58-5).

6.2.2 Messplan

Ausgehend vom Standardbetriebspunkt werden die in Tabelle 6.6 aufgeführten Drallzahl- bzw. Geometrievarianten untersucht. Über die Wahl des Stufungsverhältnisses SV wird der Verbrennungsmodus zwischen einer magervorgemischten und einer pilotierten Flamme variiert. Gemessen wird an den in Abbildung 6.16 gezeigten Bildausschnitten. Der Bildausschnitt OHLIF1 ist zentral um den Staukörper platziert, um Auswirkungen der

Drallzahlvariation auf die düsennahe Symmetrie zu erfassen. Bildausschnitt OHLIF2 zeigt das Gebiet der äußeren Rezirkulation im Bereich von $z = 5 \text{ mm}$ bis $z = -40 \text{ mm}$. Das wandnahe FoV OHLIF3 ist zentral über einer Effusionkühlbohrung im Flamme-Kühlluft-Interaktionsgebiet positioniert. An jedem Messpunkt werden 1500 Einzelschüsse aufgenommen.

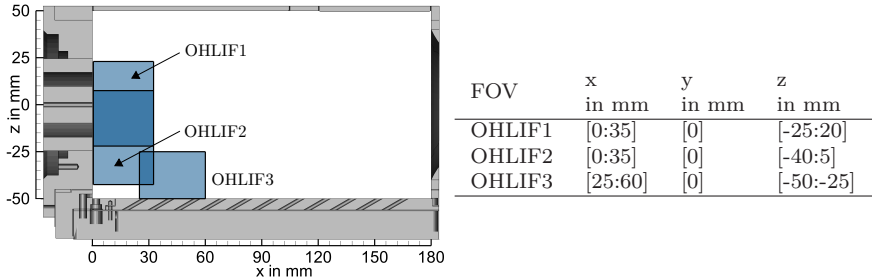


Abbildung 6.16: Bildausschnitte der OH-LIF-Messung zur Bestimmung der Reaktionszone. Überlappende Bereiche erscheinen in dunkelblau.

6.2.3 Identifikation der Flammenfront

Die Auswertung der OH-LIF-Rohbilder erfolgt rein qualitativ. Eine quantitative Auswertung ist aufgrund des unbekannten Temperaturfeldes, unbekannter Spezieskonzentrationen zur Korrektur der Stoßlöschung sowie den Abbildungseigenschaften des Hochgeschwindigkeitsbildverstärkers nicht möglich [137], [148]. Ziel der Auswertung ist die Identifikation der Flammenfront anhand der steilsten OH-Gradienten (vgl. Kapitel 2.2.3).

Hintergrundkorrektur

Vor jeder Messreihe werden Hintergrundbilder ohne Flamme aufgezeichnet. Zur Erhöhung des Kontrastes wird ein aus 50 Einzelschüssen gemitteltes Hintergrundbild \bar{I}_H vom Signalfeld I_{roh} subtrahiert. Vom Laser verursachte Fluoreszenz an den Metallwänden wird durch

Tabelle 6.6: Parametervariationen zur Bestimmung der Reaktionszone. Variiert werden die Drallzahl S und der Verbrennungsmodus über das Stufungsverhältnis SV . Für alle Untersuchungen wurde die TUDA-Kühlgeometrie verwendet. Der Kühlluftmassenstrom \dot{m}_{eff} wurde zur Sensitivitätsanalyse in ausgesuchten Fällen variiert. Die Benennung der Messreihen erfolgt analog zu den Strömungsfeldmessungen.

Bezeichnung	FOV	S	SV in %	\dot{m}_{eff} in g/s
TUDA-LS-LP-HC	OHLIF1-2	0,7	0	15
TUDA-IS-LP-HC	OHLIF1-2	1		
TUDA-HS-LP-HC	OHLIF1-2	1,3		
TUDA-LS-PP-HC	OHLIF1-2	0,7	10	15
TUDA-IS-PP-HC	OHLIF1-2	1		
TUDA-HS-PP-HC	OHLIF1-2	1,3		
TUDA-LS-LP-LC	OHLIF1-2	0,7	10	7,5
TUDA-HS-PP-LC	OHLIF1-2	0,7	0	

das Hintergrundbild zuverlässig eliminiert. Das hintergrundkorrigierte Signalbild wird als $I_{HK,ij}$ bezeichnet.

Lichtschnittkorrektur

Die inhomogene Energieverteilung im Lichtschnitt wird für die mager vorgemischten und die pilotierten Betriebspunkte gesondert behandelt. Bei beiden Vorgehensweisen wird die Annahme getroffen, dass der Lichtschnitt parallel zu den Bildzeilen der Kamera durch das Messvolumen propagiert.

Für die mager vorgemischten Betriebspunkte wird das Lichtschnittprofil aus dem Mittelwert aller Einzelschüsse gewonnen. Im Bereich der inneren Rezirkulationszone liegt im gesamten Bildbereich eine homogene Gleichgewichts-OH-Konzentration vor. Das Profil p_{Laser} wird entlang der zentralen Flammrohrachse aus dem Mittelwert aller Einzelschüsse extrahiert.

Im Fall der pilotierten Betriebspunkte ist die Reaktionszone über den gesamten Bildbereich ausgedehnt. Die Flammenfront und somit die Zone höchster OH-Konzentration weist starke räumliche Fluktuationen auf. Unter der Annahme, dass die Schussenergie über die Dauer eine Messreihe weitgehend konstant ist und die Zonen höchster OH-Konzentrationen zufällig im gesamten Bild vorkommen, wird ein zeitgemitteltes Lichtschnittprofil aus jeder Messreihe extrahiert. In dem von Eitel vorgestellten Verfahren werden alle Grauwerte der 1800 hintergrundkorrigierten Signaltbilder $I_{HK,ij}$ an jedem Bildpunkt p_{ij} in absteigender Reihenfolge sortiert. Die oberen drei Prozent der Grauwerte eines Pixels werden gemittelt und zu einem Zwischenbild zusammengefügt. Alle Grauwerte einer Bildzeile werden erneut in absteigender Reihenfolge sortiert und wie im vorausgegangenen Schritt gemittelt. Aus der ersten Spalte des Zwischenbildes wird das Lichtschnittprofil entnommen. Das hintergrundkorrigierte Rohbild $I_{HK}(i,j)$ wird zeilenweise mit dem normierten Energieprofil $p_{j,\text{Laser}}$ skaliert.

$$I_{LK}(i,j) = I_{HK}(i,j) \cdot p_{j,\text{Laser}}^{-1} \quad (6.1)$$

Bildregistrierung

Die Korrektur der Verzeichnung sowie die Transformation von *Pixel*- in mm-Koordinaten erfolgt mithilfe der Aufnahme einer Kalibrationsplatte (LaVision, 58-5). Aus dem Punktmuster bekannter Abmessung wird mit dem Programmpaket DaVis 8.2 (LaVision) ein zweidimensionales Korrekturpolynom dritter Ordnung berechnet und zur Weiterverarbeitung in MATLAB[®] exportiert. Mithilfe einer zweidimensionalen Interpolation wird die Korrektur der Signaltbilder $I_{ij,LK}$ gemäß der exportierten Vorschrift korrigiert.

$$I_E(x,y) = f(I_{LK}(i,j), P_{\text{Kalib.}}) \quad (6.2)$$

Reduktion des Bildrauschens

Moderne Algorithmen zur Flammenfronterkennung basieren auf Erkennung von steilen Gradienten im Bild. In einem rauschbehafteten Rohbild sind nicht physikalische Gradienten vorhanden, die das Ergebnis einer solchen Flammenfronterkennung verfälschen. Mit einer nicht linearen anisotropen Diffusionsfilterung, basierend auf der Arbeit von Perona und Malik [110], werden die Grauwerte im Bild unter Erhaltung starker Gradienten geglättet. Der Filter simuliert einen Diffusionsprozess für den Grauwerte jedes Pixels, ähnlich einer Wärmeleitung, wobei der Diffusionskoeffizient in Abhängigkeit des lokalen Gradienten an dem betrachteten Pixel berechnet wird. Mathematisch wird der Filter

durch die Gleichung 6.3 beschrieben. Die Diffusionszeit wird durch den Iterationsschritt i repräsentiert, g beschreibt den Diffusionskoeffizienten für jeden Pixel. Die Berechnung des von g basiert auf der Formulierung von Tsotsios und wird durch Gleichung 6.4 abgebildet [144].

$$\frac{\partial I_E(x, y, i)}{\partial i} = \nabla (g (\|\nabla I_E(x, y, i)\|) \nabla I_E(x, y, i)) \quad (6.3)$$

$$g(I_E(x, y)) = \exp \left[- \left(\frac{I_E(x, y) \sqrt{5}}{S_\nabla} \right)^2 \right] \quad (6.4)$$

Abhängig von dem Schwellwert S_∇ wird die Diffusion von Grauwerten unterbunden ($\nabla I_E(x, y) \gg S_\nabla$) oder verstärkt ($\nabla I_E(x, y) \ll S_\nabla$). Die typischerweise kleinen Rauschgradienten werden dadurch gedämpft, während die großen Gradienten erhalten bleiben. Der Schwellwert wird nach jedem Iterationsschritt mittels eines Knie-Schwellwert Verfahrens aus dem aktuellen Gradientenbild berechnet [112]. Die Anzahl der durchgeführten Iterationen i wird in nach einer Sensitivitätsanalyse auf 25 Durchläufe begrenzt. Das von Tsotsios vorgeschlagene automatische Abbruchkriterium, basierend auf zufällig im Bild positionierten Kontrollpunkten, führt aufgrund der stark voneinander abweichenden Einzelschussbildern zu keinen brauchbaren Ergebnissen. Um die Prozessierungszeit des Diffusionsfilters zu reduzieren, wird die Pixelanzahl der Rohbilder durch ein softwareseitiges 2x2-*binning* halbiert. Da die optische Auflösung des Systems bei 4Pixel liegt, kann dies ohne Informationsverlust durchgeführt werden. Für eine detaillierte Beschreibung des Filters wird auf die ursprünglichen Arbeiten von Perona, Tsotsios, und Malm verwiesen [110], [144], [99].

Detektion der steilsten OH-Gradienten

Zonen steiler OH-Gradienten werden mithilfe der Kantenerkennung nach Canny [32] markiert. Das Verfahren basiert auf einer Schwellwertfilterung der Gradientenmagnitude jedes Einzelschussbildes. Über einen hoch angesetzten Schwellwert werden die Gebiete der höchsten Gradientenmagnitude markiert. In der Nachbarschaft befindliche Gradienten oberhalb eines niedriger angesetzten Schwellwerts werden ebenfalls als Struktur markiert. In Regionen ohne hohe Gradientenmagnitude in unmittelbarer Nachbarschaft wird der niedrige Schwellwert ignoriert. Gegenüber einem einfachen Schwellwertverfahren, wie beispielsweise nach Sobel, können durch das gestufte Anwenden von zwei Schwellwerten auch schwache Kanten detektiert werden, ohne dass die Gefahr besteht, Gradienten, die nur aufgrund von Bildrauschen vorhanden sind, ebenfalls zu markieren. Die Schwellwerte werden in einem vorgeschalteten Prozessierungsschritt separat für jedes Einzelbild aus der Gradientenmagnitude berechnet. Der obere Schwellwert wird so gewählt, dass 90 % aller Gradienten unterhalb des Schwellwerts liegen. Der untere Schwellwert wird mittels eines Histogramm-basierten Verfahrens aus dem Kniepunkt der Verteilung aller Gradienten im Bild bestimmt [112].

In einem abschließenden Prozessierungsschritt werden alle nicht zusammenhängenden Strukturen mit einer Größe unter der optischen Auflösung von 4Pixeln entfernt. Abbildung 6.17 zeigt die Bearbeitungsschritte anhand eines zufällig gewählten Einzelschusses einer pilotiert vorgemischten Flamme bei Drallzahl $S = 0,7$.

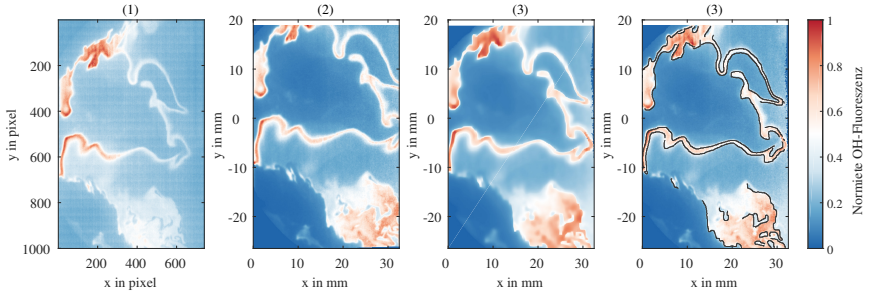


Abbildung 6.17: Auswertung von OH-LIF-Rohbildern. Das Beispiel zeigt einen Einzelschuss der Messreihe TUDA-LS-PP-HC aus dem Bildausschnitt OHLIF1. Rohbild (1). Ergebnis nach Hintergrund- und Lichtschnittkorrektur sowie Entzerrung (2). Nach der nicht linearen Diffusionsfilterung (3). Erkannte Flammenfront in schwarz (4).

6.2.4 Unsicherheit in der Flammenfrontdetektion

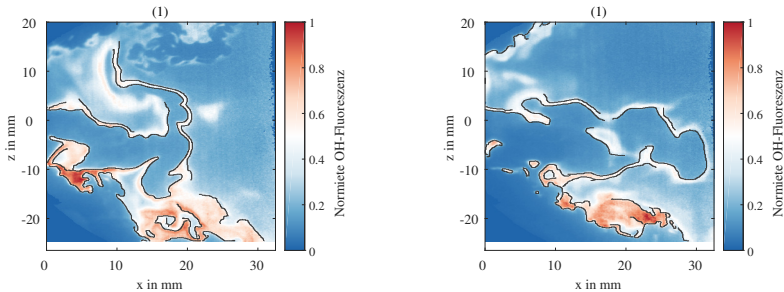
Bei der rein qualitativen Betrachtung der Flammenfronterkennung kann keine Angabe zur Richtigkeit und Präzision getroffen werden. Vergleichsdaten aus Messungen mit bekanntem Ergebnis stehen zur Validierung der Messtechnik nicht zur Verfügung. Die Prozessierung der Rohdaten basiert auf anerkannten Auswertemethoden. Der anisotrope nicht lineare Diffusionsfilter wird unter anderem von Boxx in einer vergleichbaren Umgebung zur Aufbereitung der Rohdaten verwendet [22]. Beispiele von Trunk et al. [143] oder Peterson [111] beschreiben weitere Anwendungen in offenen sowie eingeschlossenen Verbrennungsumgebungen verschiedener Druck- und Temperaturniveaus. Umfassende Untersuchungen zur Flammenfronterkennung mit der Canny-Methode wurden von Sweeney und Hochgreb durchgeführt [135]. Auch hier sind zahlreiche Anwendungen für Diffusions- und Vormischflammen bekannt, sodass für beide Techniken keine gesonderte Fehleranalyse durchgeführt wird [66, 68, 99]. Stattdessen werden an einzelnen Beispielen Schwierigkeiten und Unsicherheiten bezüglich der korrekten Identifikation der Flammenfront aufgeführt. Alle Beispiele stammen aus den Untersuchungen bei pilotiert vorgemischter Flamme im Bildausschnitt OHLIF1, da in dieser Konfiguration die größten Unsicherheiten in der Bestimmung der Flammenfront auftreten.

Unterscheidung von transportiertem und produziertem Hydroxyl-Radikal

Die OH-LIF-Messungen in dieser Arbeit liefern einen zweidimensionalen Schnitt durch eine hoch dreidimensionale Strömung. OH-Radikale im Messvolumen können sowohl in einer Reaktionszone innerhalb dieses Schnitts produziert oder durch Konvektion in den Lichtschnitt transportiert werden. Zudem wird Gleichgewichts-OH durch die innere und äußere Rezirkulation in den Lichtschnitt zurückgeführt. Der Transport von OH führt zu Unsicherheiten in der Flammenfronterkennung. Abbildung 6.18a zeigt einen Einzelschuss mit einer detektierten Flammenfront im Bereich zwischen $z = [-25; 20]$ und $x = [0; 35]$. Im oberen Bereich des Bildausschnitts ($z = [10; 20]$, $x = [15; 25]$) ist ein Gebiet mit klarer Separation von OH-Radikal und Frischgas zu erkennen, in welchem aufgrund des geringen Kontrastes keine Flammenfront detektiert wird. Es kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, dass es sich um eine nicht erkannte Flammenfront handelt.

Ein Transport von OH aus der *Out-of-plane*-Richtung in den Lichtschnitt ist in Abbildung 6.18b im Bereich $z = -20$, $x = [15; 25]$ zu erkennen. Umgeben von Abgas, erkennbar

am Gleichgewichts-OH, wird ein starker OH-Gradient als Flammenfront markiert. Es ist fraglich, ob in Gebieten ohne Frischgas ein Reaktion stattfinden kann.



(a) Mischung zwischen unverbranntem und ver- (b) Detektion einer Flammenfront im Abgas.
branntem Gas.

Abbildung 6.18: Unsicherheit in der Flammenfronterkennung aufgrund von konvektivem Transport von OH. In Abbildung 6.18a wird im Bereich $z = [10; 20]$, $x = [15; 25]$ aufgrund des geringen Kontrastes keine Flammenfront detektiert. In Abbildung 6.18b wird im Bereich $z = -20$, $x = [15; 25]$ eine Flammenfront inmitten von Abgas detektiert.

Trennung von verbranntem und nicht verbranntem Gemisch

Die Berechnung von flamentheoretischen Kennzahlen, wie beispielsweise der Flammenflächendichte, erfordert eine Segmentierung der Daten in verbrannte und nicht verbrannte Bereiche. Neben der Position der Flammenfront muss für die Segmentierung die Orientierung der Flammenfront zum Strömungsfeld bekannt sein, um zwischen verbranntem und unverbranntem Gas zu unterscheiden. Fehlt die Information zur Ausbreitungsgeschwindigkeit können in vielen Anwendungen die Gebiete von Frischgas und Abgas über a-priori-Annahmen identifiziert werden. Abbildung 6.19 zeigt an drei ausgewählten Einzelschnitten die detektierten Flammenpositionen unter gleichbleibenden Randbedingungen. Die hohe Turbulenz der Strömung führt zu einer großen Vielfalt in Größe Form und Position der Reaktionszonen. Hinterschneidungen in beide Raumrichtungen sowie das Auftreten von isolierten Reaktionszonen ohne Verbindung zur Hauptzone verhindern eine einfache Segmentierung. Die Flammenstrukturen treten zufällig verteilt im gesamten Bildausschnitt auf, so dass keine a-priori-Annahmen zur Segmentierung getroffen werden können.

Aus den gezeigten Beispielen wird ersichtlich, dass die Identifikation der Flammenfront mit den zur Verfügung stehenden Algorithmen nicht über den gesamten Bildausschnitt zweifelsfrei möglich ist. Abhängig von dem lokalen Kontrast, sowie der Verwinklung der Flammenfront kommt es zu Fehlinterpretationen. Im Zuge dieser Arbeit werden daher keine Größen wie beispielsweise die Flammenflächendichte abgeleitet. Ein relativer Vergleich zwischen den unterschiedlichen Messreihen im Mittel ist jedoch möglich, da allen Datensätzen identische Prozessierungsschritte zugrunde liegen.

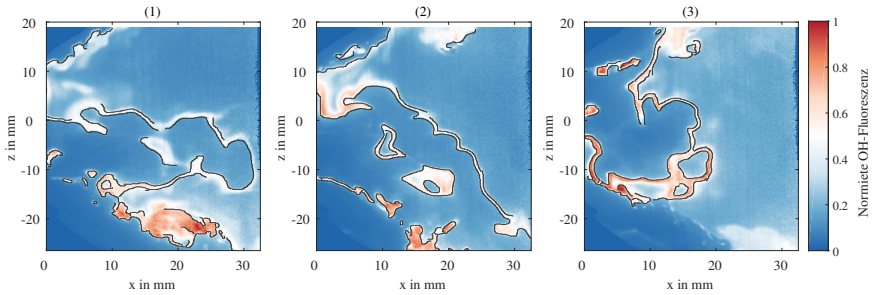


Abbildung 6.19: Ausdehnung und Variation der Flammenfront. Gezeigt ist hohe Variabilität in Länge, Form und Position der detektierten Flammenfronten. Bedingt durch die Dreidimensionalität der Strömung treten häufig Hinterschnidungen (Bilder 1 bis 3) sowie isolierte Inseln (Bild 2) auf. Durch die turbulente Natur ist das Auftreten dieser Strukturen zufällig, sodass keine A-priori-Annahmen über die Position der Flammenfront oder die Trennung von verbranntem und unverbranntem Gemisch möglich ist.

6.3 Wandtemperaturmessung

Die Wandtemperatur der Effusionskühlgeometrie wird mit Hilfe der Thermographischen Phosphor Thermometrie (TPT) gemessen. Als Messgröße wird das zeitliche Lumineszenzverhalten des Thermographischen Phosphors (TP) verwendet. Im Gegensatz zu bisherigen Arbeiten in Gasturbinenbrennkammern (vgl. [48]) werden instantane Temperaturfelder durch eine zweidimensionale Wandtemperaturmessung ermittelt. Aufbauend auf den Arbeiten von Kissel, erfolgt die Detektion des Abklingverlaufs mittels einer Hochgeschwindigkeits-CMOS-Kamera (HS-CMOS) [79]. Im Vergleich zu den typischerweise verwendeten 1D-*photomultiplier tubes* (PMT) weist die HS-CMOS jedoch eine schwächere Sensitivität sowie eine geringere zeitliche Abtastrate auf. Die in der Literatur vorgeschlagenen Hochtemperatur-Phosphore werden daher zunächst auf ihre Eignung untersucht.

6.3.1 Voruntersuchungen

Ziel dieser Untersuchungen ist die Identifizierung eines TP's zur zweidimensionalen Oberflächentemperaturmessung unter gasturbinentypischen Bedingungen. Entscheidende Kriterien sind eine ausreichende Sensitivität für Messungen bei bis zu 1223 K sowie eine Insensitivität des Abklingverhaltens gegenüber der Zusammensetzung der umliegenden Gasphase sowie bei einer lang andauernden Exposition mit hohen Temperaturen.

6.3.1.1 Versuchsaufbau

Infrastruktur

Die Voruntersuchungen der TP werden unter kontrollierten Randbedingungen im Laser-Labor durchgeführt. Abbildung 6.20 zeigt den schematischen Aufbau der Versuchsanlage. Das Herzstück bildet der Probenenträger (P) aus hochwarmfestem Edelstahl, an dem bis zu vier verschiedene Phosphorproben simultan untersucht werden. Der Probenenträger ist mittig innerhalb eines gasdicht verschlossenen Druckrohrs (DR) mit stirnseitigem optischen Zugang positioniert. Um die Auswirkungen verschiedener Atmosphären auf die TP's zu untersuchen, kann das Druckrohr mit synthetischen Gasgemischen durchströmt werden. Die Bestandteile der synthetischen Atmosphäre werden aus der Sondergasversorgung des Labors entnommen und vor dem Druckrohr gemischt. Über thermische Massenstromregler (MFR, Bronkhorst, El-Flow) wird die Gaszusammensetzung gesteuert. Die Druckröhre befindet sich im Innern eines temperaturgeregelten Keramik-Rohrofens (RO, Carbolite, xyz $T_{\max} = 1473$ K). Ein Thermoelement Typ N (TC) ist metallisch leitend mit der Rückseite des Probenenträgers verbunden und dient sowohl als Regelgröße für den Ofen als auch als Temperaturreferenz der Probe. Maximal kann am Probenenträger eine Temperatur von 1400 K erreicht werden.

Optisches Setup

Die Probe wird über einen blitzlampengepumpten, gütegeschalteten Nd:YAG-Laser (Spectra Physics, Quanta-Ray INDI 40-10) bei 266 nm zur Phosphoreszenz angeregt²¹. Über zwei BBO-Kristalle (4HG) wird die fundamentale Wellenlänge von 1064 nm frequenzvervielfacht. Die Anregungswellenlänge wird durch ein Pellin-Broca-Prisma (PB) von der

²¹ Für die Untersuchung von Phosphoren dotiert mit Dy^{3+} wird die Probe bei 355 nm angeregt. Alle optischen Bauteile werden entsprechend umgerüstet.

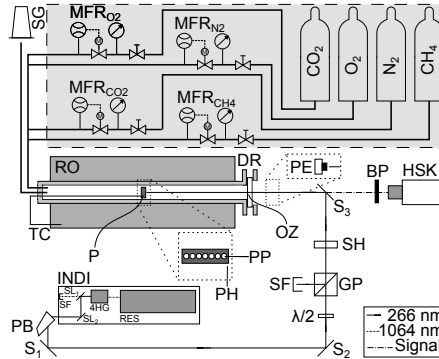


Abbildung 6.20: Aufbau zur Charakterisierung von thermographischen Phosphoren. (INDI) Nd:YAG-Laser, (4HG) Frequenzvervierfachung, (PB) Pellin-Broca-Prisma, (S_i) hochreflektierende Spiegel, ($\lambda/2$) $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte, (GP) Glan-Polarisator, (SF) Strahlfalle, (SH) Strahlhomogenisierer, (PE) pyroelektrischer Energiemesskopf, (HS-K) Hochgeschwindigkeits-CMOS-Kamera, (BP) Interferenz-Bandpassfilter, (MFR_i) thermische Massendurchflussregler, (SG) Sondergasversorgung, (P) Proben-träger, (DR) Druckrohr, (OZ) optischer Zugang, (RO) Rohrofen, (TC) Thermoelement.

Fundamentalen und dem frequenzverdoppelten Licht getrennt. Über die hochreflektierenden Spiegel S_1 bis S_3 werden die Laserpulse auf den Versuchsträger (P) in dem Rohrofen (RO) umgelenkt. Zur Einstellung der Bestrahlungsstärke dient eine Kombination aus $\lambda/2$ -Platte und Glan-Polarisator ($\lambda/2$, GP). Der aus dem Polarisator ausgekoppelte Teilstrahl wird in eine Strahlfalle (SF) umgeleitet. Die detektierte Abklingzeit hängt in geringem Maß von der Anregungsenergie ab [29]. Um eine möglichst gleichmäßige Beleuchtungsstärke an der Probe sicherzustellen, wird die gaußförmig in Laserstrahl verteilte Energie mithilfe eines Strahlhomogenisierers (SH, Holo´Or, BH xyuz) in ein quadratisches Top-Hat Profil umgeformt. Die flächengemittelte Anregungsenergie wird vor jeder Messung mit einem pyroelektrischen Energiemesskopf (PEM, Gentech-EO, QE25-SP-S-MB) bestimmt. Für alle Untersuchungen wird die Bestrahlungsstärke auf 1 mJ/cm^2 eingestellt.

Das Phosphoreszenzsignal wird von einer Hochgeschwindigkeits-CMOS-Kamera (Photon, SA-X2) mit einem 50-mm-Objektiv (Nikkon, Nikkor 50 mm, $f_\# = 1,2$) orts- und zeitaufgelöst detektiert. Bildwiederholrate, Blendenzahl und Belichtungszeit werden für jeden untersuchten Phosphor individuell angepasst. Die maximal verwendete Wiederholrate beträgt 1000 kHz. Je nach Phosphor und Untersuchung erfolgt eine spektrale Filterung des Signals durch einen optionalen Bandpassfilter. Die Aufnahme wird direkt über den Güteschalter des Lasers synchronisiert und mit einer Wiederholrate von 10 Hz durchgeführt.

6.3.1.2 Messplan

Charakterisierung der Abklingzeit

Im ersten Schritt der Voruntersuchung werden mehrere in der Literatur diskutierte Phosphore hinsichtlich ihres Abklingverhaltens im Temperaturbereich von 623 K bis 1273 K untersucht. Die Untergrenze wird durch die Eintrittstemperatur der Effusionskühlluft am Standardbetriebspunkt definiert. Die Obergrenze ergibt sich durch eine Abschätzung der Oberflächentemperatur der Effusionskühlplatte anhand der Glühfarben. Die in Tabelle 6.7 aufgeführten Phosphore sind bei Messungen mit PMTs in der Lage, den gewünschten Temperaturbereich in großen Teilen abzudecken [5, 30, 33]. Es werden unterschied-

liche Dotierungskomponenten untersucht, da diese maßgeblich die spektrale Verteilung der Phosphoreszenz beeinflussen. Eine Dotierung mit Terbium zeigt die stärkste Emission um $\lambda_{\text{Peak}} = 545 \text{ nm}$ [49] und ist aufgrund der thermischen Hintergrundstrahlung sowie Rußleuchten einer Dotierung mit Dysprosium ($\lambda_{\text{Peak}} = 585 \text{ nm}$ [127]) bzw. Europium ($\lambda_{\text{Peak}} = 615 \text{ nm}$ [80]) vorzuziehen. Die Kombination unterschiedlicher Wirtskristalle und Dotierungskomponenten wirkt sich auf die Abklingzeit sowie die chemische und thermische Stabilität der TPs aus. Zur Versuchsdurchführung wird Phosphorpulver ohne Zugabe eines chemischen Binders in den Probenträger eingepresst. Mit Ausnahme von $\text{Mg}_4\text{FGeO}_6\text{:Mn}^{4+}$ (Mg:Mn) werden die untersuchten Phosphore durch das Eduard-Zintl-Institut für Anorganische und Physikalische Chemie der Technische Universität Darmstadt synthetisiert. Mg:Mn ist kommerziell erhältlich (Osram GmbH, SV067).

Zur Versuchsdurchführung wird die Probe innerhalb des Rohrofens auf die maximale Solltemperatur erwärmt. Während des anschließenden Abkühlvorgangs wird die Phosphoreszenz in 10-K-Intervallen aufgezeichnet. An jedem Messpunkt werden zwischen $N = 25$ und $N = 50$ Einzelschussmessungen durchgeführt. Durch die große thermische Masse des Rohrofens und des Druckrohres nimmt die Temperatur der Probe im Durchschnitt mit $0,03 \text{ K s}^{-1}$ ab. Für die Messdauer zwischen 2,5 s und 5 s liegt die Temperaturabnahme unterhalb der Genauigkeit des Referenzthermoelements und wird als konstant angesehen. Ein Abklingvorgang wird mit bis zu $f = 8000$ Einzelbildern abgetastet. Die Messungen werden in einer Luft-Atmosphäre durchgeführt.

Querempfindlichkeit ausgesuchter Phosphore

Änderungen in der lokalen Gaszusammensetzung können bei TPs signifikante Abweichungen bei der Abklingzeit hervorrufen [27]. Da die lokale Gaszusammensetzung, insbesondere bei Messungen in reaktiver Strömung, nicht bekannt ist, sind nur Phosphore mit geringer Quersensitivität in einer solchen Umgebung geeignet. Ausgesuchte TPs der vorangegangenen Untersuchung werden daher in zwei synthetischen Atmosphären auf Kennlinienabweichungen der τ -T-Kennlinie untersucht. Die untersuchten Atmosphären sind dem Brennstoff-Luft-Gemisch am Standardbetriebspunkt sowie der Abgaszusammensetzung am Standardbetriebspunkt (vgl. Tabelle 6.8) nachempfunden. Zur Untersuchung am synthetischen Gemisch wird der Luftsauerstoff komplett durch Stickstoff substituiert, um eine Selbstzündung bei den hohen Temperaturen zu verhindern. Im Fall des synthetischen Abgases wird der Wasserdampf aus Komplexitätsgründen bei der Gasaufbereitung nicht berücksichtigt. Die Mischung der Gase findet außerhalb des Rohrofens statt. Als Referenzfall wird synthetische Luft untersucht. In den Untersuchungen werden 50 Einzelmessungen

Tabelle 6.7: Liste der Thermographischen Phosphore zur Voruntersuchung.

Kurzname	Summenformel	Temperaturbereich	Luft	Syngas	Zeit
Mg:Mn	$\text{Mg}_4\text{FGeO}_6\text{:Mn}^{4+}$	573 K – 1000 K	x	-	-
LaPO:Eu	$\text{LaPO}_4\text{:Eu}^{3+}$	573 K – 973 K	x	-	-
GaP:Eu	GaP:Eu^{3+}	613 K – 1273 K	x	x	-
LuAG:Eu	$\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}\text{:Eu}^{3+}$	613 K – 1273 K	x	-	-
YAP:Eu	$\text{YAlO}_3\text{:Eu}^{3+}$	613 K – 1273 K	x	x	-
YAG:Eu	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}\text{:Eu}^{3+}$	613 K – 1273 K	x	x	x
YSZ:Eu	$\text{Zr}_{0,93}\text{Y}_{0,07}\text{O}_{0,98}\text{:Eu}^{3+}$	613 K – 1273 K	x	-	-
YSZ:Dy	$\text{Zr}_{0,93}\text{Y}_{0,07}\text{O}_{0,98}\text{:Dy}^{3+}$	613 K – 1273 K	x	x	-
YAG:Tb	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}\text{:Tb}^{3+}$	613 K – 1273 K	x	x	x
LuAG:Tb	$\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}\text{:Tb}^{3+}$	613 K – 1273 K	x	-	-

je 10-K-Intervall in einem Temperaturbereich zwischen 573 K und 1223 K aufgenommen.

Langzeitverhalten

Die Aussetzung der thermographischen Phosphore bei hohen Temperaturen über lange Zeit kann zu einer starken Änderung des Lumineszenzverhaltens führen. Vermutlich durch Diffusionsprozesse zwischen Substrat und Phosphorpulver werden Änderungen der Abklingzeit und ein Absinken der Signalintensität beobachtet [29]. In den Messungen am Eindüsensektor werden die Phosphore über mehrere Stunden extrem hohen Temperaturen ausgesetzt. Zum Abschluss der Voruntersuchungen werden die Phosphore $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Eu}^{3+}$ und $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Tb}^{3+}$ daher auf ihre Langzeitstabilität bei hohen Temperaturen untersucht. Für jeden Phosphor wird in simultanen Messungen die Abklingzeit nach unterschiedlichen Haltezeiten bei 36 h und 24 h bei 1473 K im Vergleich zu einer Referenzprobe ohne vorherige Temperaturexposition bestimmt. Während der Haltezeiten befindet sich der Phosphor im jeweiligen Probenträger. Die Abklingzeiten werden im Temperaturbereich zwischen 573 K und 1223 K in 10-K-Intervallen mit je 50 Einzelmessungen pro Intervall bestimmt.

Detaillierte Informationen zur Versuchsdurchführung sowie alle weiteren Informationen zu den Voruntersuchungen sind in [107] und [141] aufgeführt.

6.3.2 Wandtemperaturmessungen am Eindüsensektor

An der Versuchsanlage werden Untersuchungen bei reaktiver Strömung durchgeführt. Ziel ist es, den Einfluss von Drallzahl, Verbrennungsmodus, Kühlluftmassenstrom sowie Kühlgeometrie zu ermitteln. Aufbauend auf den Ergebnissen des Kapitels 6.3.1 haben sich die Phosphore $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Eu}^{3+}$ und $\text{YAlO}_3:\text{Eu}^{3+}$ als geeignet erwiesen. Die TPs werden gemäß den Spezifikationen der Voruntersuchungen von Phosphor Technologies Ltd. unter den Produktbezeichnungen QMK63/F-7.5%-Eu bzw. QM63/F-5%-Eu hergestellt.

6.3.2.1 Versuchsaufbau

Beschichtung der Probe

Zur Messung der Oberflächentemperatur wird eine möglichst dünne, homogene Schicht des Phosphors auf die Effusionskühlgeometrie aufgebracht. Eine Suspension aus dem thermographischen Phosphor und chemischem Binder wird per Druckzerstäubung mithilfe einer Spritzpistole (Badger Air-Brush Co., Badger 150, Düsenstärke 0,26 mm) auf das Substrat aufgebracht. Alternative Beschichtungsmethoden, die in der Literatur beschrieben werden, wie beispielsweise das Aufbringen einer Suspension mit einem Pinsel oder die Abscheidung des Phosphors aus der Gasphase durch PVD oder CVD, erfüllen entweder nicht die Anforderungen an eine sehr dünne, homogene Beschichtung oder sind technologisch zu aufwendig für den Einsatz in der Versuchsanlage [30]. Als Binder wird eine wasserbasierte

Tabelle 6.8: Synthetische Gasatmosphären zur Charakterisierung der Thermographischen Phosphore.

Bezeichnung	N ₂ in %	O ₂ in %	CH ₄ in %	CO ₂ in %
synth. Luft	79	21	-	-
synth. Gemisch	93	-	7	-
synth. Abgas	75	7	-	8

Suspension aus Mg_2SiO_4 verwendet (ZYP Coatings Inc., HPC-Binder). Nach dem Ausgasen der flüchtigen Bestandteile bei 423 K ist die Beschichtung temperaturbeständig bis 1873 K. Binder und Phosphorpulver werden im Gewichtsverhältnis von 2:1 gemischt. Abbildung 6.21 zeigt zwei vergrößerte Fotografien der beschichteten RR-Effusionsgeometrie. Phosphor in den Effusionskühlbohrungen wurde mechanisch entfernt. Die Beschichtung ist sehr homogen. Mithilfe eines Stereo-Mikroskops (Alicona Imaging GmbH, Infinite Focus) wird auf einer Vergleichsprobe eine Schichtdicke von 10 μm bis 20 μm gemessen.

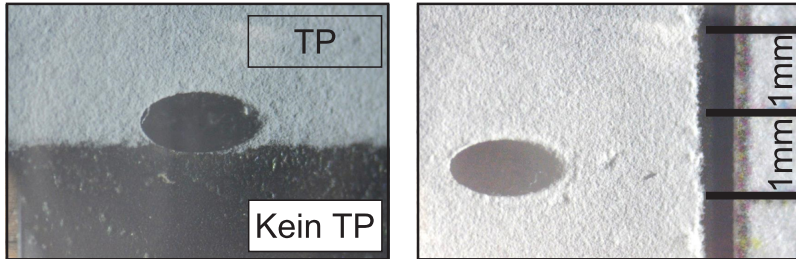


Abbildung 6.21: Beschichtete RR-Effusionskühlgeometrie. Dunkle Bereiche waren während der Beschichtung maskiert. Als Größenreferenz dient im rechten Bild Millimeterpapier. Die Effusionskühlbohrungen werden nach der Beschichtung mechanisch gereinigt.

Optisches Setup

Abbildung 6.22 zeigt den schematischen Aufbau der Temperaturmessungen an der Versuchsanlage in einer Draufsicht. Der optische Aufbau gleicht im Wesentlichen dem Aufbau der Voruntersuchungen. Die Strahlführung ist an die Anforderungen der Versuchsanlage angepasst. Anregung und Detektion erfolgen über den optischen Zugang normal zur Effusionskühlplatte. Das Phosphoreszenzsignal wird über einen hochreflektierenden Aluminium-Spiegel (AL, Edmund Optics, #84-426) auf die HS-CMOS-Kamera umgelenkt. Zur Unterdrückung des Rußeigenleuchtens wird ein schmalbandiger Bandpassfilter (BP, Laser Components, $\lambda_{\text{Peak}} = 615 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$) verwendet. Der betrachtete Bildbereich ist größer als in den Voruntersuchungen. Mithilfe der sphärischen Plankonkavlinse L_1 (CVI, AR 266 nm, $f = -500 \text{ mm}$) wird der Laserpuls nach der Homogenisierung gleichmäßig aufgeweitet. Um analog zu den Voruntersuchungen eine Beleuchtungsstärke von $1 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ am untersuchten Bildausschnitt zu ermöglichen, wird die Lichtquelle gegen einen leistungsfähigeren Nd:YAG-Laser ausgetauscht (PRO, Spectra Physics, Quanta-Ray Pro 270). Kamera und Strahlformungsoptiken sind auf einem axial traversierbaren Rahmen aufgebaut, um verschiedene Bildausschnitte zu vermessen.

Zur Bestimmung der τ -T-Kennlinie wird der Rohrofen neben der Versuchsanlage aufgebaut. Ein optionaler Breitband-Aluminium-Spiegel (Edmund Optics, #84-426) im Flammrohr lenkt den Laserpuls und die Phosphoreszenz bei sonst unverändertem optischen Aufbau auf die Probe im Ofen bzw. auf die Kamera. Alle Quarzglasfenster normal zur Effusionsplatte bleiben im Strahlweg, um eine Beeinflussung der Übertragungsfunktion von Probe zur Kamera in Experiment und Kalibration in gleichem Maße zu berücksichtigen. Zur Bildregistrierung wird eine zweidimensionale Kalibrationsplatte auf der Effusionsplatte aufgenommen.

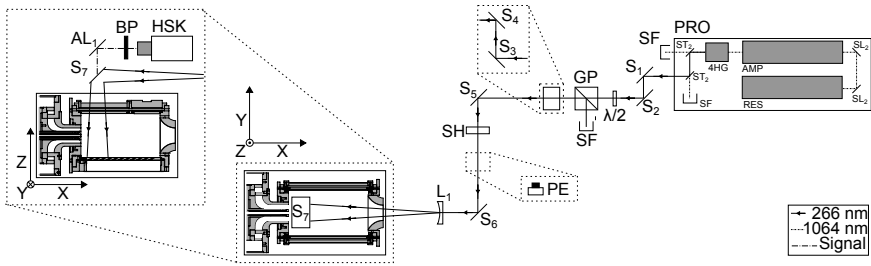
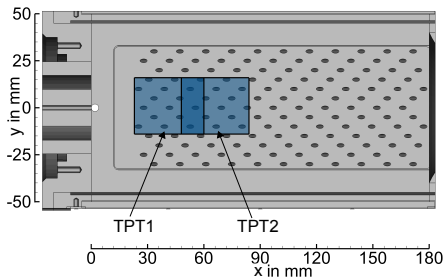


Abbildung 6.22: Aufbau zur Oberflächentemperaturmessung an der Versuchsanlage. (PRO) Nd:YAG-Laser, (S_i) hochreflektierende Spiegel, ($\lambda/2$) $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte, (GP) Glan-Polarisator, (SF) Strahlfalle, (SH) Strahlhomogenisierer, (PE) pyroelektrischer Energiemesskopf, (L_1) sphärische Plan-konkavlinse, (HSK) Hochgeschwindigkeits-CMOS-Kamera, (BP) Interferenz-Bandpassfilter. Der optionale Aufbau zur Kalibration der Probe ist aus Gründen der Übersicht nicht dargestellt.

6.3.2.2 Messplan

Alle Untersuchungen werden am Standardbetriebspunkt mit $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Eu}^{3+}$ -Phosphor durchgeführt. Für die TUDA-Geometrie werden Drallzahl, Kühlluft und Verbrennungsmodus variiert. Die Parameter sind in Tabelle 6.23 aufgeführt. Die Auswirkungen auf die Wandtemperaturverteilung werden in mehreren Bildausschnitten betrachtet. Der stromauf gelegene Bildausschnitt TPT1 beinhaltet die Flamme-Wand-Interaktionszone. Das FOV korrespondiert mit den hochaufgelösten PIV-Messungen aus 6.1.3. Der weiter stromab liegende Bildausschnitt zeigt die Evolution der Wandkühlung stromab der Flamme. Abbildung 6.23 zeigt die Position der Bildausschnitte auf dem *liner*. An der RR-Geometrie wird der Standardbetriebspunkt bei Drallzahl $S = 0,7$ und einem Stufungsverhältnis $SV = 10\%$ bei einem Effusionskühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{\text{eff}} = 12,5 \text{ g/s}$ untersucht. Das Phosphoreszenzsignal wird mit 200 kHz abgetastet. Die Belichtungszeit pro Bild beträgt $4 \mu\text{s}$. Jeder Abklingvorgang wird mit $f = 588$ Einzelbilder abgetastet. Die ersten 50 Einzelbilder jeder Sequenz werden vor der Bestrahlung durch den Laser aufgezeichnet, um ein instantanes Hintergrundsignal zu generieren. An jedem Messpunkt werden $N = 1000$ Einzelmessungen durchgeführt. Zur Bildregistrierung wird in jedem Bildausschnitt eine Kalibrationsplatte aufgezeichnet.



FOV	x in mm	y in mm	z in mm
TPT1	[32;60]	[-14;16]	-50
TPT2	[48;84]	[-14;16]	-50

Abbildung 6.23: Bildausschnitte der Wandtemperaturmessung an der TUDA-Geometrie. An der RR-Geometrie werden identische Bildausschnitte untersucht.

Tabelle 6.9: Parametervariationen zur Wandtemperaturmessung. Variiert werden die Drallzahl S , der Verbrennungsmodus über das Stufungsverhältnis SV sowie der Effusionskühlluftmassenstrom \dot{m}_{Eff} .

Bezeichnung	FOV	S	SV	\dot{m}_{Eff} in g/s	Phosphor
TUDA-Geometrie					
TUDA-LS-LP-HC	TPT1-2	0,7	0	15	YAG:EU
TUDA-IS-LP-HC	TPT1-2	1			
TUDA-HS-LP-HC	TPT1-2	1,3			
TUDA-LS-LP-LC	TPT1-2	0,7		7,5	
TUDA-IS-LP-LC	TPT1-2	1			
TUDA-HS-LP-LC	TPT1-2	1,3			
TUDA-LS-PP-HC	TPT1-2	0,7	10	15	
TUDA-IS-PP-HC	TPT1-2	1			
TUDA-HS-PP-HC	TPT1-2	1,3			
TUDA-LS-PP-LC	TPT1-2	0,7		7,5	
TUDA-IS-PP-LC	TPT1-2	1			
TUDA-HS-PP-LC	TPT1-2	1,3			
RR-Geometrie					
RR-LS-PP-IC	1-2	0,7	10	12,5	YAG:EU

6.3.3 Auswertung

Ziel der Auswertung ist die Reduktion des Phosphoreszenz-Signalverlaufs $I(i,j,t)$ auf die Abklingzeit $\tau(i,j)$. Dazu wird der Signalverlauf durch die Gleichung 6.5 angenähert. Die Anregung der Phosphoreszenz geschieht zum Zeitpunkt t_0 . Die Indizes i,j beschreiben die Pixel-Koordinaten des CMOS-Sensors.

$$I(i,j,t) = I(i,j,t_0) \exp^{-\frac{t}{\tau(i,j)}} + I_{\text{Offset}}(i,j) \quad (6.5)$$

Aus Messungen bei bekannten Temperaturen folgt eine τ -T-Kennlinie, welche über eine Polynomfunktion beschrieben wird. Eine Auswertung des Polynoms mit gemessenen Abklingzeiten $\tau(i,j)$ liefert die Temperatur $T(i,j)$. Abbildung 6.24 zeigt ein Flussdiagramm der Datenauswertung. Die Auswertung basiert auf den Arbeiten von [29, 44, 53, 81] und wird mit dem Programmpaket MATLAB[®] (The Math Works, MatlabR2014b) durchgeführt.

Datenaufbereitung

Der Abklingvorgang wird über eine Serie von f Einzelbildern aufgezeichnet. Jeder Pixel $p(i,j)$ wird dabei als Punktdetektor interpretiert und liefert eine Abklingkurve. Im ersten Schritt der Auswertung wird die Abklingkurve an jeder Position im Bild aus der Zeitreihe der Rohbilder extrahiert und abgelegt. Diese $i \cdot j$ Abklingkurven der Länge f bilden die Grundlage zur Auswertung jeder Einzelmessung.

Die Kennlinien jedes Pixels der CMOS-Kamera weisen eine unterschiedliche Sensitivität auf und zeigen ein nicht lineares Ansprechverhalten [148]. Zur präzisen Bestimmung der Abklingzeit wird die Nichtlinearität durch eine Kalibration der Kamera an einer Ulbricht-Kugel (Gigahertz-Optik, UMBB-300) korrigiert.

Berechnung der Abklingzeit

Die Abklingkonstante $\tau(i,j)$ wird durch eine approximative Lösung der Gleichung 6.5 bestimmt. $I_{\text{Offset}}(i,j)$ wird aus den Datenpunkten vor der Laseranregung zum Zeitpunkt

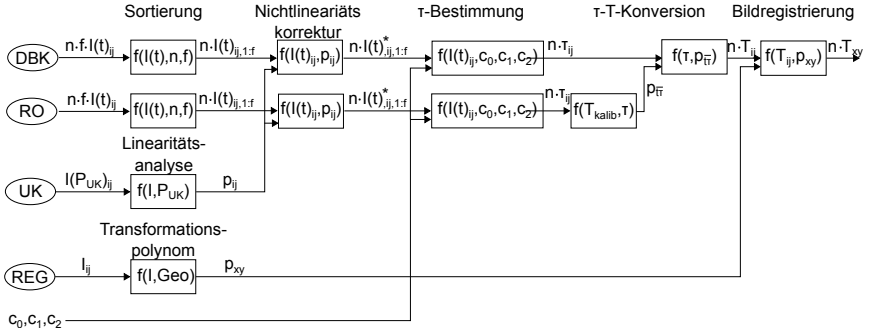


Abbildung 6.24: Flussdiagramm zur Auswertung von TPT Messungen.

t_0 bestimmt. Die Werte werden gemittelt und vom Signalverlauf $I(i, j, t)$ subtrahiert. Da die Hochtemperaturphosphore kein monoexponentielles Abklingen zeigen, wird die Abklingkonstante nicht über den gesamten Signalverlauf, sondern innerhalb eines Fensters zwischen t_1 und t_2 berechnet. Abbildung 6.25 zeigt dies schematisch. Das Auswertefenster wird abhängig von der gemessenen Abklingzeit nach der Vorschrift 6.6 bzw. 6.7 bestimmt. Zur Verdeutlichung sind die Auswertegrenzen t_1 und t_2 als Strichpunktlinie in die Abbildung eingezeichnet. Die Abklingzeit wird aus dem blau hinterlegten Bereich des Signalverlaufs bestimmt.

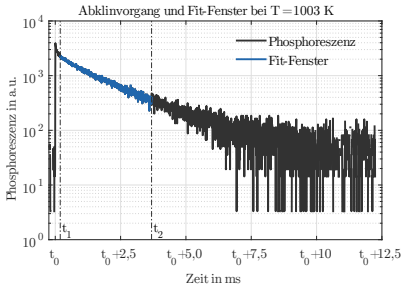


Abbildung 6.25: Zeit aufgelöster Abklingvorgang der $Y_3Al_5O_{12}:Eu^{3+}$ bei 1003 K. Das Hintergrundsignal I_{Offset} ist bereits subtrahiert. Die Auswertekonstanten sind zu $c_1 = 0,1$ und $c_2 = 2$ gewählt.

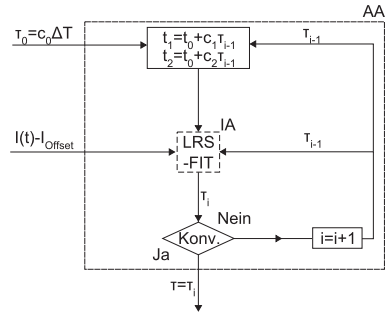


Abbildung 6.26: Flussdiagramm des Algorithmus zur Abklingzeitbestimmung. Äußerer (Brübach) Algorithmus und inneren (LRS) Algorithmus. Reproduziert aus [53].

$$t_1 = t_0 + c_1 \tau \quad (6.6)$$

$$t_2 = t_0 + c_2 \tau \quad (6.7)$$

Da Start- und Endwert des Auswertefensters sowie die Abklingzeit implizit voneinander abhängen, erfolgt die Bestimmung von t_1 , t_2 und τ in einem iterativen Algorithmus. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 6.26 gezeigt. Ausgehend von einer geschätzten Abklingzeit $\tau_0 = c_0 \Delta T$ wird in der i -ten Iteration des äußeren Algorithmus die Startlösung für t_1 und t_2 bestimmt. Im inneren Algorithmus wird die Abklingzeit durch den von Fuhrmann vorgeschlagenen *linear regression of sum*-Ansatz (LRS) berechnet [45]. Konvergiert τ_i gegen τ_{i-1} ist die Abklingzeit bestimmt.

Die Konstanten c_0 , c_1 und c_2 sind durch den Benutzer vorzugeben, wobei die Konstanten zwischen der Erstellung der Kalibrationskurve und späteren Messungen nicht verändert werden sollte. In dieser Arbeit werden die Konstanten $c_0 = 0,0001$, $c_1 = 0,1$ und $c_2 = 2$ verwendet.

Nachbearbeitung der Daten

Aus den Messungen bei bekannten Temperaturen im Rohrofen werden τ -T-Kennlinien erstellt. Alle Abklingzeiten eines Messpunktes werden räumlich und zeitlich gemittelt. Aus den τ -T-Wertepaaren wird mittels Polynomapproximation eine Kennlinie approximiert. Die Polynomkoeffizienten werden abgespeichert und können zur τ -T-Konvertierung abgerufen werden.

Zur Auswertung der Messungen in der Versuchsanlage wird auf das Kalibrationspolynom des jeweiligen Phosphors zurückgegriffen. Die berechnete Abklingzeit werden für jeden Pixel in eine Temperatur umgerechnet. Zur Bildregistrierung wird das Programmpaket DaVis (LaVision, DaVis 8.2) verwendet.

6.3.4 Charakterisierung und Fehlerbetrachtung

6.3.4.1 Richtigkeit

Zur Bewertung der Richtigkeit werden von Brübach et al. sechs systematische Fehlerquellen definiert (vgl. Tabelle 6.10). Die Fehlerquellen werden für den eingesetzten $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Eu}^{3+}$ -Phosphor diskutiert.

Tabelle 6.10: Systematische Messfehler der Phosphor-Thermometrie nach Brübach [29].

Thermische Wechselwirkungen	<ul style="list-style-type: none"> • Erwärmung des Phosphors durch die Anregung • Rückwirkungen des Phosphors auf den thermischen Zustand des Messobjekts
Photophysikalische Eigenschaften des Phosphors	<ul style="list-style-type: none"> • Chemische und physikalische Umgebung • Diffusionsprozesse durch Wärmebehandlung • Beeinflussung durch die Anregung
Detektionssystem und Interferenzen	<ul style="list-style-type: none"> • Übertragungsfunktion des Detektionssystems • Optische Interferenzen
Algorithmus zur Datenreduktion	<ul style="list-style-type: none"> • Einfluss des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses • Nicht monoexponentielles Abklingen
Abgleich der skalaren Größen aus Kalibration und Messung	<ul style="list-style-type: none"> • Numerische Fehler der Approximation
Systematische Fehler des Kalibrierthermometers	<ul style="list-style-type: none"> • Richtigkeit der Temperaturmessung

Thermische Wechselwirkungen

Die Bestrahlung des Phosphors durch den gepulsten Laser kann zu einer **Erwärmung der Phosphors** beitragen und so einen systematischen Fehler hervorrufen. Untersuchungen von Brübach an $\text{Mg}_4\text{FGeO}_6\text{:Mn}^{4+}$ im Temperaturbereich zwischen 293 K und 855 K zeigen, dass die Erwärmung nur bei geringen Umgebungstemperaturen und in Bereichen geringer Sensitivität des Phosphors eine Rolle spielen [28]. In den hier durchgeführten Versuchen herrschen stets Wandtemperaturen von > 1000 K und Gastemperaturen zwischen ≈ 600 K und ≈ 1900 K vor. Eine Temperaturerhöhung der Phosphorschicht durch die Anregung per Laserlicht ist in diesem Fall vernachlässigbar.

Eine **Rückwirkungen des Phosphors auf den thermischen Zustand des Mesobjekts** ist definitiv gegeben. Der Phosphor wird mit einem keramischen Binder auf den *liner* aufgebracht. Sowohl der Phosphor als auch der Binder wirken als Isolationsmaterial ähnlich einem *thermal-barrier-coating*. Für einen stationären Wärmestrom wird der Temperaturunterschied mit einem einfachen Wärmewiderstandsmodell abgeschätzt. Ausgehend von der Schichtdicke s für Phosphor und Binder ergibt sich der spezifische Wärmewiderstand r durch Gleichung 6.9. Für spezifische Wärmeströme \dot{q} ergibt sich der Temperaturunterschied zwischen Phosphor und Wand aus Gleichung 6.8. Die Wärmeleitfähigkeit λ von Phosphor und Binder sind Literaturangaben.

$$\dot{q} = \frac{(T_{\text{Phosphor}} - T_{\text{Wand}})}{r} = \frac{\delta T}{r} \quad (6.8)$$

$$\frac{1}{r} = \frac{\lambda_{\text{Binder}}}{s} + \frac{\lambda_{\text{Phosphor}}}{s} \quad (6.9)$$

Für eine Bandbreite von Wandwärmeströmen ergeben sich die in Abbildung 6.27 berechneten Temperaturunterschiede δT . An einer Referenzprobe wurden Schichtdicken zwischen $10\ \mu\text{m}$ und $20\ \mu\text{m}$ ermittelt. Aus Messungen mit temperatursensitiven Farben auf der Vorder- und Rückseite des effusionsgeköhlten *liners* ergeben sich in der Flamme-Wand-Interaktionszone spezifische Wandwärmeströme zwischen $0,9\ \text{MW m}^{-2}$ und $3,9\ \text{MW m}^{-2}$ ²². Für die gegebenen Schichtdicken ergibt sich ein stationärer Temperaturunterschied zwischen Wand- und Phosphoretemperatur von bis zu 10 K.

Photophysikalische Eigenschaften des Phosphors

Einflüsse der **chemisch physikalischen Umgebung** auf den Phosphor werden in den Voruntersuchungen bei variierenden Gasatmosphären untersucht. Wie in Kapitel 7.1 gezeigt wird, liegen die Kennlinienabweichungen für $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}\text{:Eu}^{3+}$ unter 1% im sensitiven Temperaturbereich. Die Änderung aufgrund von **Diffusionsprozessen** werden durch Zeitstandsversuche bei 1473 K untersucht. Die ermittelte Abweichung liegt ebenfalls in der Größenordnung von $\pm 1\%$.

Detektionssystem und Interferenzen

Die einzelnen Pixel des **Detektionssystems** zeigen eine inhomogene und nicht lineare Sensitivität [13]. Der Effekt wird durch eine Kalibration an einer Ulbricht-Kugel korrigiert

²²Wandtemperaturmessungen wurden in Kooperation mit Rolls-Royce Deutschland an der RR-Geometrie durchgeführt. Die Auswertung der Messung wurde durch RRD vorgenommen. Die Wandwärmeströme sind aus der Temperaturdifferenz zwischen heißer und kalter Flammrohrwand berechnet. Die hohe Spreizung in den Wandwärmeströmen resultiert aus der Ungenauigkeit der temperatursensitiven Farben. Das Ergebnis ist im Anhang unter A zu finden.

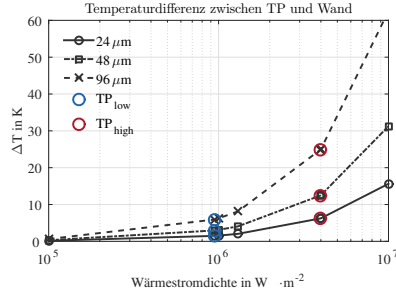


Abbildung 6.27: Temperaturdifferenz zwischen Phosphoroberfläche und Wand für drei Schichtdicken. Hervorgehoben sind die Wärmeströme aus Messungen mittels Thermochromfarben (vgl. Anhang A).

[79]. Durch Rußeigenleuchten kommt es bei Stufungsverhältnissen $SV > 0\%$ zu **spektralen Interferenzen** des Signals. Die Überlagerung des Rußeigenleuchtens mit der abklingenden Phosphoreszenz ist in Abbildung 6.28 an zwei zufällig ausgewählten Abklingkurven gezeigt. Das Rußeigenleuchten ist über den Abklingvorgang nicht konstant und kann daher nicht wie von Fuhrmann vorgeschlagen durch einen Fit des Hintergrundsignals kompensiert werden [53]. Abbildung 6.29 zeigt eine Aufnahme des Rußeigenleuchtens entlang der zentralen Flammrohrachse an 10 000 statistisch unabhängigen Zeitpunkten. Der Bereich der Phosphoreszenzmesung ist grau hinterlegt. Die Belichtungszeit entspricht mit $5\mu\text{s}$ der maximal möglichen Belichtungszeit bei der Abtastrate der Phosphoreszenzmesung. Es ist deutlich sichtbar, dass Rußeigenleuchten sowohl im gemittelten Signal als auch in nahezu allen Einzelschüssen einen deutlichen Einfluss hat. Die Abbildung 6.30 zeigt bei gleichen Betriebsbedingungen eine Aufnahme mit einem Bandpassfilter bei $615 \pm 10\text{ nm}$ und auf $4\mu\text{s}$ reduzierten Belichtungszeit. Das Rußeigenleuchten wird unterdrückt. Bedingt durch die spektrale Filterung und die Reduktion der Belichtungszeit wird die detektierte Signalintensität um den Faktor zwei reduziert. Analog sinkt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

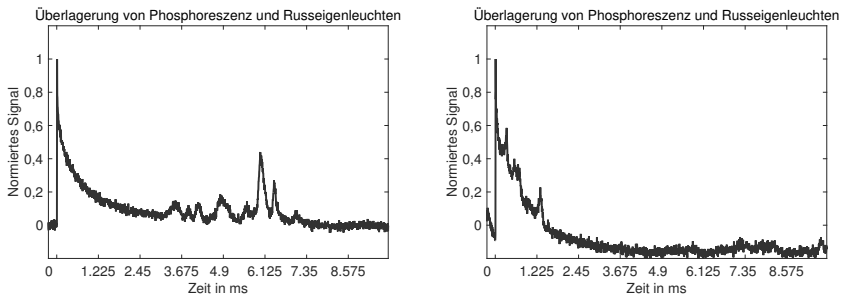


Abbildung 6.28: Beispiele für Rußeigenleuchten im Phosphoreszenzsignal. Beide Kurven zeigen eine Superposition des Abklingverlaufs mit stochastischem Rußeigenleuchten. Das Ruß-Signal ist nicht konstant über den Abklingvorgang. Eine Berechnung der Abklingzeit ist in diesen Fällen nicht möglich.

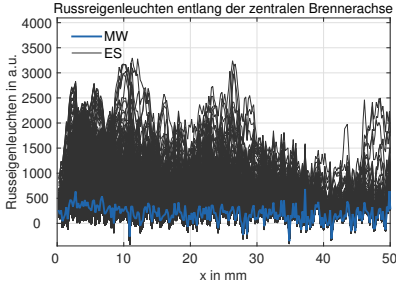


Abbildung 6.29: Rußeigenleuchten ohne Spektralfilter bei 5 μ s Expositionszeit

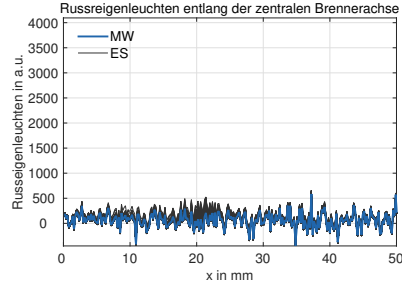


Abbildung 6.30: Spektral gefiltertes Rußeigenleuchten bei reduzierter Belichtungszeit. Zusätzlich zur Bandpassfilterung bei 615 nm wurde die Belichtungszeit um 20 % auf 4 μ s abgesenkt.

Algorithmus zur Datenreduktion

Der zur Auswertung verwendete 2-Parameter-LRS-**Algorithmus** wurde von Fuhrmann anhand synthetischer und gemessener Abklingkurven für Signal-zu-Rausch-Verhältnisse (SNR) zwischen 5 bis 5000 charakterisiert [53]. Für $\text{SNR} < 10$ nimmt die Präzision stark ab. Die Richtigkeit ist bei ausreichender Mittelung ohne systematischen Fehler. Abhängig von der Temperatur ergeben sich für die Messungen im Rohrofen ein SNR von 14 bis 70. In der Versuchsanlage wird an vier zufällig ausgewählten Punkten im Raum das SNR über eine gesamte Messreihe ausgewertet. Das mittlere SNR beträgt in diesem Fall 50,7 mit einer Schwankungsbreite von 13,5. Systematische Fehler bei der Bestimmung des Mittelwertes durch den Algorithmus werden daher vernachlässigt.

Die Auswertung eines **nicht monoexponentiellen Phosphors** mit einem monoexponentiellen Ansatz ist möglich, da für Kalibration und Messung in der Versuchsanlage identische Aufnahme- und Auswerteparameter verwendet werden [29].

Abgleich der skalaren Größe aus Kalibrierung und Messung

Die Kalibrationskurve wird im Bereich von 950 K bis 1250 K mit einer Polynomfunktion an 30 Stützstellen approximiert. Mit einem Polynom zehnten Grades ergibt sich für YAG:Eu die minimale Abweichung der Kennlinie von den Stützstellen. Wie in Abbildung 6.31 gezeigt bleibt die absolute Abweichung über den gesamten Messbereich unter $\pm 1,5$ K.

Systematische Fehler des Kalibrationsthermometers

Die Temperatur der Probe wird durch ein Mantelthermoelement Typ N der Genauigkeitsklasse 2 gemessen. Durch die direkte Kontaktierung und das Abkühlen des Ofens wird von einem thermischen Gleichgewicht an der Probe ausgegangen. Die Grenzabweichung des Thermoelements beträgt $\pm 2,5$ K im Temperaturbereich bis > 605 K und $\pm 0,0075 \cdot \frac{\vartheta}{^\circ\text{C}}$ K ab < 605 K. Bei einer Maximaltemperatur von 1273 K ergibt sich eine Abweichung von $\pm 7,5$ K.

6.3.4.2 Räumliche und zeitliche Präzision

Die Präzision einer Messung kann nur bei stationären Bedingungen beurteilt werden, da bei instationären Randbedingungen der Erwartungswert selbst Schwankungen unterliegen

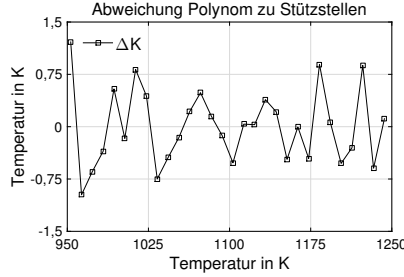


Abbildung 6.31: Numerischer Fehler bei Abgleich von Kalibrationsmessung und Kalibrationspolynom. Durch die Anpassung eines Polynoms zehnten Grades an die Punktwolke der Kalibrationsmessungen ergibt sich ein maximale Abweichung von unter $\pm 1,5$ K.

kann. Zur Beurteilung der Präzision werden die Messungen im Rohrofen herangezogen. Da die experimentellen Parameter bei Messungen im Rohrofen und in der Versuchsanlage identisch gewählt werden, sind die Aussagen übertragbar.

Als Maß zur Quantifizierung der Präzision in zweidimensionalen Messungen mit thermographischen Phosphoren ist die räumliche und zeitliche Standardabweichung ein geeignetes Mittel [53]. Zur übersichtlichen Darstellung der Berechnungsvorschrift wird für die Position des betrachteten Pixels der lineare Index l nach der Vorschrift 6.10 eingeführt; i_{\max} und j_{\max} beschreiben die Größe des Kamerachips entlang der Dimensionen i und j . Für einen räumlich aufgelösten Detektor mit $i_{\max} \cdot j_{\max} = N_l$ Einzelpixel wird die räumliche Pixel-Pixel-Standardabweichung σ_{p2p} nach der Vorschrift 6.11 berechnet; s und N_s beschreiben den Index und die Anzahl der Einzeltemperaturmessungen. $T_{s,l}$ ist die am Pixel l ermittelte Temperatur.

$$l_{i,j} = (j - 1)i_{\max} + j \quad (6.10)$$

$$\sigma_{p2p} = \frac{1}{N_s} \sum_{s=1}^{N_s} \sqrt{\frac{1}{N_l - 1} \sum_{l=1}^{N_l} \left(T_{s,l} - \frac{1}{N_l} \sum_{l=1}^{N_l} T_{s,l} \right)^2} \quad (6.11)$$

Zur Berechnung der zeitlichen oder Schuss-zu-Schuss-Standardabweichung σ_{s2s} wird nach der Vorschrift 6.12 die zeitliche Standardabweichung eines Pixel aus allen Einzelschüssen berechnet und anschließend über alle Pixel gemittelt.

$$\sigma_{s2s} = \frac{1}{N_l} \sum_{l=1}^{N_l} \sqrt{\frac{1}{N_s - 1} \sum_{s=1}^{N_s} \left(T_{s,l} - \frac{1}{N_s} \sum_{s=1}^{N_s} T_{s,l} \right)^2} \quad (6.12)$$

Die Angabe der räumlichen und zeitlichen Standardabweichung erfolgt in Kelvin. Im Fall einer relativen Angabe in % sind die absoluten Werte auf den Mittelwert aller Temperaturen am Messpunkt normiert.

$$\sigma_{p2p,rel} = \sigma_{p2p} \cdot \left(\frac{1}{N_l \cdot N_s} \sum_{l=1}^{N_l} \sum_{s=1}^{N_s} \right)^{-1} \quad (6.13)$$

$$\sigma_{s2s,rel} = \sigma_{s2s} \cdot \left(\frac{1}{N_l \cdot N_s} \sum_{l=1}^{N_l} \sum_{s=1}^{N_s} \right)^{-1} \quad (6.14)$$

Die räumliche und zeitliche Präzision der Kalibrationsmessungen für $Y_3Al_5O_{12}:Eu^{3+}$ ist in Abbildung 6.32 als Funktion der Temperatur aufgezeichnet. Für hohe Temperaturen sinkt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) der Rohdaten und somit die Präzision. In Gebieten niedriger Temperatur sinkt die Präzision aufgrund abnehmender Sensitivität der Kennlinie.

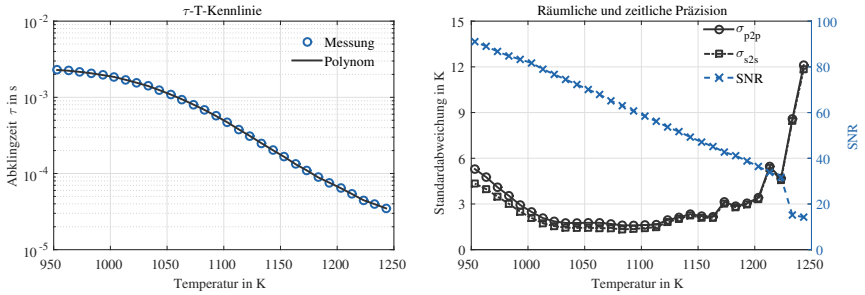


Abbildung 6.32: Räumliche und zeitliche Standardabweichung für $Y_3Al_5O_{12}:Eu^{3+}$. Unterhalb der Temperatur von 1000 K zeigt die Kennlinie eine geringe Sensitivität. Die Präzision sinkt trotz eines hohen SNRs. Für höhere Temperaturen sinkt das SNR aufgrund der zunehmenden thermischen Hintergrundstrahlung kontinuierlich ab. Im Temperaturbereich zwischen 1000 K und 1200 K liegt die maximale Präzision vor. Die zunehmende Sensitivität des Phosphors kompensiert die Abnahme im SNR. Oberhalb von 1220 K ist die Detektionsgrenze erreicht.

6.4 Temperaturmessung in der Gasphase

Zur Temperaturmessung in der Gasphase wird die breitbandige Kohärente Anti-Stokes-Raman-Spektroskopie (CARS) eingesetzt. Aufgrund der hohen Teilchenzahldichte und der damit einhergehenden hohen Signalintensität werden die rovibronischen Übergänge des Stickstoff-Moleküls N_2 geprobt. Da sich Stickstoff weitestgehend inert über die Flammenfront verhält, sind Messungen vor, in und hinter der Reaktionszone möglich.²³ Das gesamte CARS-Spektrum wird im Einzelschuss aufgenommen und ausgewertet. Untersucht werden die Unterschiede einer mager vorgemischten und einer pilotiert vorgemischten Flamme auf das Temperaturfeld im Brennraum sowie deren Einfluss auf das Temperaturprofil auf der Effusionskühlplatte.

6.4.1 Versuchsaufbau

6.4.1.1 Optisches Setup

Grundlage des optischen Aufbaus bildet der von Kissel und Brübach [29, 81] aufgebaute rovibronischen N_2 -CARS-Versuchsstand des Fachgebiets RSM. Der Aufbau wird zur Erläuterung in die Abschnitte **Strahlquellen und Strahlführung, Anregung und Detektion** unterteilt.

Strahlquellen und Strahlführung

Als Lichtquelle für Pump- und Probenstrahl ω_1 und ω_3 dient ein frequenzverdoppelter blitzlampengepumpter Nd:YAG-Laser (Spectra Physics, QuantaRay PIV 400) mit einer Repetitionsrate von 10 Hz bei 532 nm. Durch die Güteschaltung des Lasers werden Laserpulse mit 450 mJ bei einer Pulsdauer von 10 ns bereitgestellt. 30 % der Schussenergie wird über einen Strahlteiler zur Anregung des Stokes-Farbstofflasers ausgekoppelt. Die restlichen 70 % stehen für den CARS-Prozess zur Verfügung. Pump- und Probe-Strahl sind zunächst nicht geteilt und werden bis zur Aufspaltung als Pump-Strahl bezeichnet. Aus der Differenz der Stickstoff-Energieniveaus ω_{CARS} ergibt sich die Wellenlänge des Stokes-Lasers gemäß Gleichung 4.23 zu $\omega_2 \approx 607$ nm. Um das CARS-Spektrum im Einzelschuss aufzunehmen, muss das spektrale Profil des Stokes-Lasers den gesamten Wellenzahlbereich der geprobtten Übergänge abdecken. Dies wird über einen modenlosen Farbstofflaser (Laser-Systems, Modell ML2) ermöglicht [46]. Für einen detaillierten Aufbau des Farbstofflasers wird auf Kissel verwiesen [81]. Beide Laserstrahlen verlassen die Laser vertikal polarisiert. Die Schussenergie beider Teilstrahlen wird separat über eine Kombination aus $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte ($\lambda/2$) und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel (PB) eingestellt. Anschließend sind beide Laserstrahlen horizontal polarisiert. Zum Ausgleich der Strahldivergenz werden die Strahlen mit Hilfe der Galileo-Teleskope L_1 bis L_4 kollimiert. Die hochreflektierenden Spiegel $S_{P,i}$ und $S_{S,i}$ lenken die Laserpulse über eine Strecke von 18 m zur Versuchsanlage. Ein schematischer Aufbau der Strahlquellen und Strahlführung ist in Abbildung 6.33 dargestellt.

Anregung

Für eine hohe räumliche Auflösung wird eine BOXCARS-Strahlanordnung gewählt [40]. Durch die nicht triviale Lösung der Impulserhaltungsgleichung ($\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 0$) (vgl.

²³Die Änderung der Teilchenanzahl an N_2 durch den Zeldovich-Mechanismus in der Flamme ist vernachlässigbar gegenüber der Gesamtteilchenzahl

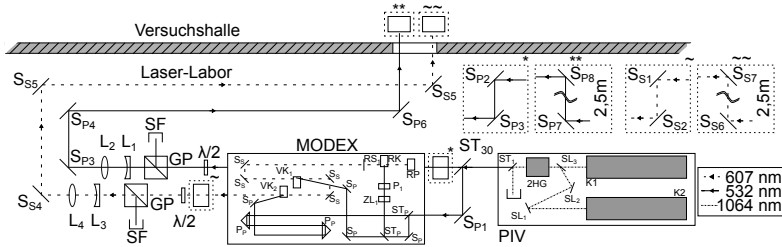


Abbildung 6.33: Strahlquellen und Strahlführung des CARS-Aufbaus. Der Pumpstrahl wird als durchgezogene, der Stokes-Strahl als gepunktete Linie dargestellt. Pump-Laser (PIV), Stokes-Laser (MODEX), 70/30-Strahlteiler (ST_{30}), Periskop Pump-Laser (P_1), Periskop Stokes-Laser (P_2), Verzögerungsplatten ($\lambda/2$), Glan-Polarisatoren (GP), Plankonkavlinson $f = -500$ mm ($L_{1,3}$), Plankonvexlinson $f = 550$ mm ($L_{2,4}$), (optional) pyroelektrischer Energiemesskopf (EM), hochreflektierende Spiegel 532 nm ($S_{P,i}$), hochreflektierende Spiegel 607 nm ($S_{S,i}$).

Gleichung 4.24 in Kapitel 4.4) ergibt sich die in Abbildung 6.34 dargestellte Strahlführung. Die Größe des Messvolumens wird dabei durch die Interaktionslänge l von Pump-, Probe- und Stokes-Strahl sowie dem Strahldurchmesser d_{Fokus} entlang der Interaktionslänge definiert. Für die Untersuchungen in dieser Arbeit sollte das Messvolumen in jeder Raumrichtung kleiner als 0,7 mm sein, da sonst eine Auflösung der Kühltluft-Freistrahlen nicht möglich ist. Da das Messvolumen im ursprünglichen Aufbau von Kissel und Brübach mit einer Halbwertsbreite von 1,7 mm wesentlich größer ist, wird der Aufbau durch den Austausch der Fokuslinse modifiziert.

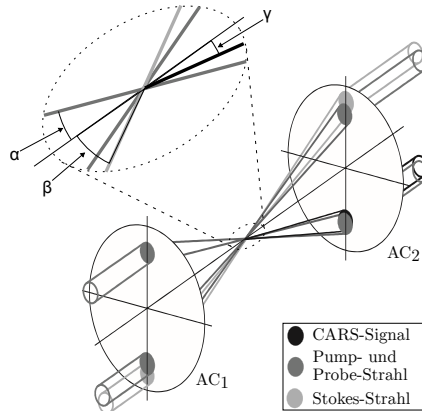


Abbildung 6.34: Schematische Darstellung der BOXCARS-Strahlführung. Die Linse AC_1 fokussiert Pump-, Probe- und Stokes-Strahl. Abhängig von den Abständen der Strahlen von der Mittelachse ergeben sich zwischen den Strahlen im Fokus die Winkel α und β . Das CARS-Signal wird unter dem Winkel γ ausgesendet. Die Linse AC_2 parallelisiert die Strahlen. Abbildung mit zusätzlichen Ergänzungen entnommen aus [29].

Unter der Annahme $\omega_1 = \omega_3$ ergeben sich die Winkel α, β und γ aus der vektoriellen Addition der Wellenvektoren \vec{k}_i aller beteiligter Photonen ω_i .

$$|\vec{k}_i| = \frac{2\pi}{\lambda_i} \quad (6.15)$$

$$2 \cos(\alpha) |\vec{k}_1| = \cos(\beta) |\vec{k}_2| + \cos(\gamma) |\vec{k}_{\text{CARS}}| \quad (6.16)$$

$$\sin(\beta) |\vec{k}_2| = \sin(\gamma) |\vec{k}_{\text{CARS}}| \quad (6.17)$$

In der praktischen Anwendung sind die möglichen Winkel durch die freie Apertur der Linsen AC_1 und AC_2 beschränkt. Unter maximaler Ausnutzung der 2"-Achromat-Linsen werden in diesem Versuchsaufbau die Winkel von Pump- und Probe-Strahl auf $\alpha = 3,43^\circ$ festgelegt. β und γ ergeben sich so zu $3,89^\circ$ bzw. $3,03^\circ$.

Zur Einhaltung dieser Winkel werden Pump-, Probe- und Stokes-Strahl an der Versuchsanlage mit einem exakt definierten Abstand zur Mittelachse des Achromaten (AC_1) überlagert. Die Abstände von Pump- und Probe-Strahl zur Mittelachse des Achromaten müssen 15 mm bzw. -15 mm betragen. Für den Stokes-Strahl ergibt sich ein Abstand von 17 mm. Das CARS-Signal trifft bei -13,24 mm auf den Achromaten der Detektionsseite. Abbildung 6.35 zeigt eine schematische Darstellung zur Überlagerung der Strahlen.

Die gepulsten Laserstrahlen müssen zeitgleich das Messvolumen erreichen. Mithilfe eines zeitlich hochauflösenden Oszilloskops (Tectronix, TDS3034C) und einer mit 50 Ω abgeschlossenen Photodiode (Thorlabs, DET10A) wird der zeitliche Versatz der Strahlen im Messvolumen ermittelt. Um die zeitliche Verzögerung des Farbstofflasers auszugleichen, wird der Strahlweg des Pump-Lasers durch die Verzögerungsstrecke (VS) aus den Spiegeln SP_{11} und SP_{12} soweit verlängert bis die Strahlen zeitlich überlappen. An dem 50/50-Strahlteiler (ST_{50}) wird der Pump-Strahl in zwei Laserpulse gleicher Schussenergie aufgespalten. Pump- und Probe-Strahl liegen ab hier getrennt vor und können im räumlichen Abstand zueinander variiert werden.

Aufgrund der hohen Divergenz des modenlosen Lasers wird der Stokes-Strahl durch ein weiteres Galileo-Teleskop (L_5, L_6) kollimiert. Das Teleskop dient auch zur Anpassung der Fokuslage des Stokes-Strahls. Über den hochreflektierenden Spiegel SS_{10} und den Strahlteiler $ST_{532,607}$ wird der Stokes-Strahl mit den transmittierten Pump- und Probe-Strahlen überlagert. Nach der Traversierung wird das Strahlpaket durch die achromatische Linse der Brennweite $f = 250$ mm (AC_1) in das Flammrohr fokussiert.

Detektion

Aus der Lösung der Energieerhaltungsgleichung (vgl. Gleichung 4.23 in Kapitel 4.4) folgt für das CARS-Signal eine Wellenlänge von $\omega_{\text{CARS}} \approx 473$ nm. Abbildung 6.36 zeigt den Aufbau zur Signaldetektion.

Auf der Detektionsseite werden das CARS-Signal sowie Pump-, Probe- und Stokes-Strahl mit einer achromatischen Bikonvexlinse (AC_2) der Brennweite $f = 250$ mm parallelisiert. Stokes- und Probe-Strahl werden nach der Linse in einer Strahlfalle blockiert. Der Pump-Strahl verläuft parallel zum CARS-Signal und wird vor der Detektionseinheit über dichroitische Spiegel ($SC_{i,i}$) und einen schmalbandigen Kerbfilter (Edmund Optics, #86-125, $T_{532 \text{ nm}} < 10^{-6}$, $T_{\text{Passband}} > 0,9$) spektral abgetrennt. Das Signal wird über eine bikonvexe Sammellinse (Thorlabs, LBF254-100-A, $f = 100$ mm) auf den 50 μm -Spalt eines Czerny-Turner-Spektrometers (McPherson, Modell 209, $f = 1300$ mm) fokussiert. Im

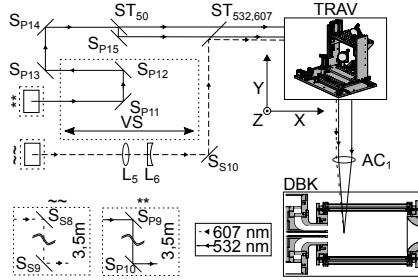


Abbildung 6.35: Räumliche und zeitliche Überlagerung des CARS-Aufbaus. Pump- und Probe-Strahl werden als durchgezogene, der Stokes-Strahl als gepunktete Linie dargestellt. Verzögerungsstrecke (VS), 50/50-Strahlteiler (ST_{50}), HT 532 nm – HR 607 nm-Strahlteiler ($ST_{532,607}$), hochreflektierende Spiegel 532 nm ($SP_{i,532}$), hochreflektierende Spiegel 607 nm ($SS_{i,607}$), Plankonvexlinse $f = 1100$ mm (L_5), Plankonvexlinse $f = -1000$ mm (L_6), achromatische Bikonvexlinse $f = 250$ mm (AC_1).

Spektromter wird das Signal an einem Gitter mit 2400 Linien pro mm (McPherson, 2400 Linien/mm) spektral aufgespalten. Die Streuung erster Ordnung wird auf eine tiefgekühlte CCD-Kamera (Princeton Instruments, Pixis 400) abgebildet. Die spektrale Kalibration erfolgt anhand zweier Spektrallinien einer Niederdruck-Xenon-Lampe (LOT Oriel, LSP033) bei 473,41 nm und 479,26 nm. In spektraler Richtung ergibt sich eine Pixelauflösung von $0,211 \text{ cm}^{-1}$. Für eine Spaltbreite von $50 \mu\text{m}$ werden die Spektrallinien mit einer Halbwertsbreite von 3,5 Pixel abgebildet. Die reale Auflösung entspricht $0,84 \text{ cm}^{-1}$. Die Kamera wird zum Laser mit einem externen Taktgeber bei der doppelten Wiederholrate des Pumplasers synchronisiert, um vor jedem Einzelschuss-CARS-Spektrum ein Dunkelbild zur Korrektur des Flammeneigenleuchtens und des Detektoroffsets aufzunehmen.

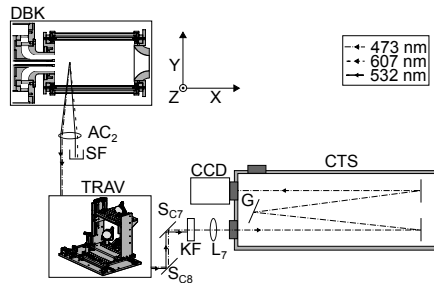


Abbildung 6.36: Detektion des CARS-Signals. Das Signal wird durch den Achromaten AC_2 parallelisiert. Die detektionsseitige traversierung leitet den Signalstrahl auf die Spiegel $SC_{i,1}$. Vor dem Spektrometer werden

6.4.1.2 Traversierung des Messvolumens

Mithilfe eines BOXCARS-Aufbaus wird die Temperatur im Überlappungsbereich der Einzelstrahlen gemessen. Um die Temperaturinformation aus einem größeren Messbereich zu

erhalten, muss das Messvolumen relativ zur Versuchsanlage bewegt werden. Da eine Traversierung der Versuchsanlage nicht möglich ist, werden in dieser Arbeit das Strahlpaket aus Pump-, Probe- und Stokes-Strahl sowie das erzeugte CARS-Signal traversiert. Die Strahlüberlagerung zur Phasenanpassung sowie das Spektrometer zur Detektion bleiben ortsfest zur Versuchsanlage. Abbildung 6.37 zeigt eine CAD-Visualisierung der eigens für diesen Aufbau entwickelten Traversierung.

Die Traversierung besteht aus zwei gespiegelten, baugleichen Einheiten auf der Anregungs- und Detektionsseite. Jede Einheit kann axial (x-Achse), lateral (y-Achse) sowie normal (z-Achse) zur Kühlluftplatte bewegt werden. Alle Achsen sind separat angetrieben. Die Steuerung ist in das Programm zur Betriebsüberwachung der Versuchsanlage integriert. Die aktuelle Position im Brennkammerkoordinatensystem wird für jeden Messpunkt aufgezeichnet. Über eine Kombination von Schrittmotoren (Nanotec, ST4209) und Präzisions-Kugelumlaufspindeln wird die Linearbewegung mit einer Wiederholgenauigkeit von 30 μm realisiert. Linearführungen hoher Genauigkeit (HIWIN, 262-HGR- 15R-H) dienen zur Lagerung der einzelnen Achsen. Die Lichtstrahlen werden als Freistrahl entlang den Bewegungsachsen ausgerichtet und über Spiegel in den jeweiligen Bewegungsebenen umgelenkt. Um die korrekte Phasenanpassung zu erhalten, müssen Pump- und Probe-Strahl sowie der Stokes-Strahl mit einem exakt definierten Abstand auf den Achromaten (AC_1) treffen. Ein Verfahren der Traversierung darf diesen Abstand nicht verändern. Für jede Bewegungsachse wird die Strahlführung über optionale Lochblenden über den gesamten Fahrbereich

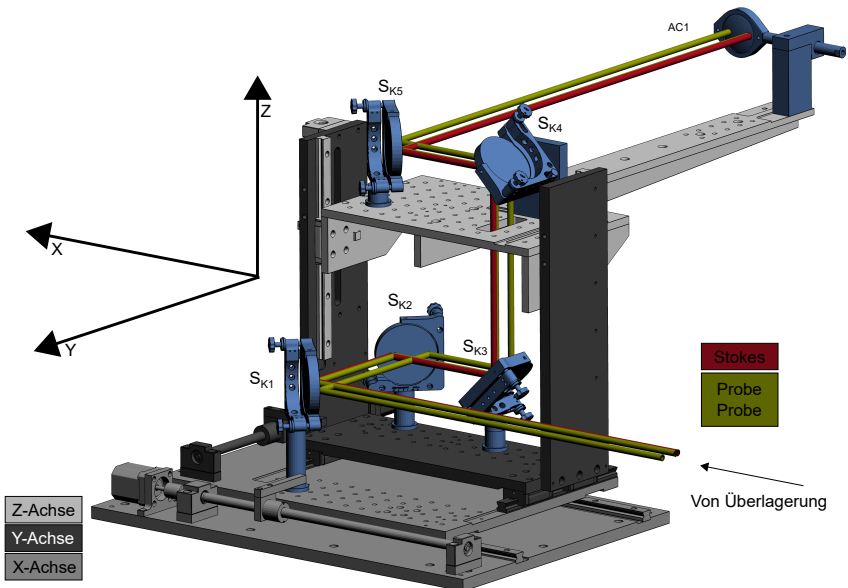


Abbildung 6.37: CARS-Traversierung. Gezeigt ist die anregungsseitige Traversierung in der Ausführung mit horizontaler BOXCARS-Anordnung. Vom Überlagerungstisch kommend, werden Pump- und Stokes-Strahlen an den hochreflektierenden Spiegeln ($S_{K,1-5}$) umgelenkt. Die Spiegel reflektieren 99 % der Pulsenergie bei 607 nm und 532 nm. Am Ende des Auslegers wird das Strahlpaket durch den Achromat (AC_1) in die Versuchsanlage fokussiert.

justiert und täglich überprüft. Die Lochblenden sind durch Formschluss eindeutig positioniert. Wie in den Abbildungen 6.38a und 6.38b gezeigt, kann über den Spiegel S_{K4} die Orientierung der BOXCARS-Anordnung manipuliert werden. Durch die Drehung des Spiegels wird die BOXCARS-Anordnung in horizontaler oder vertikaler Ausrichtung aufgespannt. Eine Änderung der Strahlführung zur Strahlüberlagerung ist nicht nötig.

Das in der Brennkammer erzeugte CARS-Signal wird an der gespiegelten Traversiereinheit durch die achromatischen Linse (AC_2) eingefangen und parallelisiert. Analog zur Anregungsseite wird das Signal über die hochreflektierenden Spiegel S_{C1} bis S_{C5} zur Detektionseinheit geleitet.

Die Traversierung erlaubt das Bewegen der BOXCARS-Anordnung in einem Gebiet von 150 mm (axial) x 150 mm (lateral) x 120 mm (normal). Ein Nachführen der Phasen Anpassung ist dabei nicht nötig.

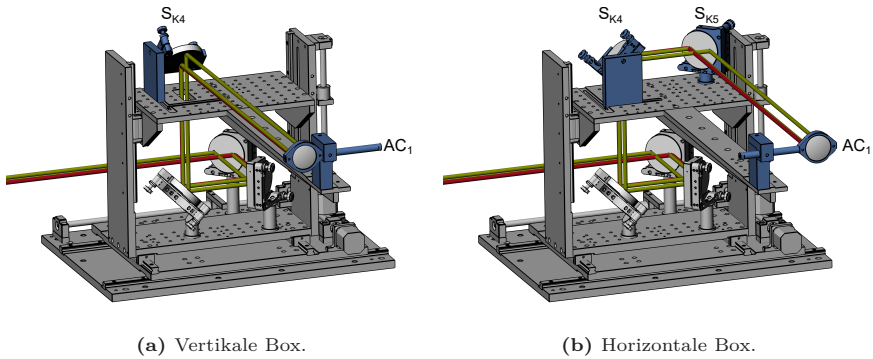


Abbildung 6.38: Ausrichtung der BOXCARS-Anordnung. Über die Stellung des Spiegels S_{K4} und die Platzierung des Achromaten AC_1 wird die Orientierung der BOXCARS-Anordnung an die gewünschte Messsituation angepasst. Abbildung 6.38a zeigt die Variante mit vertikal orientierter Box zur Messung in unmittelbarer Nähe des Flammrohrentritts. Für die wandnahen Messungen wird der horizontale Aufbau aus Abbildung 6.38b gewählt.

6.4.2 Messplan

Die Durchführung von Punktmessungen ist aufgrund der Repetitionsrate von 10 Hz in Verbindung mit der benötigten hohen Statistik extrem zeitaufwendig. Es wird daher nur ein eingeschränkter Parameterraum am Standardbetriebspunkt untersucht. Durch eine Variation des Stufungsverhältnisses von $SV = 0\%$ bis $SV = 10\%$ wird der Einfluss des Verbrennungsmodus auf die globale Temperaturverteilung untersucht. Zur Charakterisierung des Kühlluftfilms werden Messungen in Wandnähe für beide Effusionskühlgeometrien durchgeführt. Variiert werden für die TUDA-Geometrie das Stufungsverhältnis sowie der Kühlluftmassenstrom. Für die RR-Geometrie wird der Standardoperationspunkt bei pilotierter Verbrennung untersucht. Die Definition des Parameterraums ist in Tabelle 6.11 aufgelistet.

Zur Vermessung des globalen Temperaturprofils im Flammrohr wird die vertikal orientierte BOXCARS-Anordnung verwendet, da in dieser Orientierung Messungen ab 1,5 mm stromab der Brennerkopfplatte durchgeführt werden können. Abbildung 6.39 zeigt die Lage der Messpunkte im Flammrohr. Radiale Temperaturprofile werden an den

Positionen $x = 1,5 \text{ mm}, 5 \text{ mm}, 25 \text{ mm}, 50 \text{ mm}$ und 75 mm untersucht. Die Messung bei $x = 1,5 \text{ mm}$ dient zur Überprüfung der Einströmrandbedingungen und charakterisiert den Einfluss des Staukörpers bei der Flammenstabilisierung. Die Messebene bei $x = 5 \text{ mm}$ ist in der Region der stärksten räumlicher Fluktuationen von Frischgas und rezirkuliertem Abgas angesiedelt. Die Messreihe bei $x = 25 \text{ mm}$ befindet sich im Bereich des stärksten Flammeneigenleuchtens. Hier wird der höchste Umsatz von Brennstoff erwartet. Bei $x = 50 \text{ mm}$ ist das Ende der Reaktionszone erreicht. An dieser Position und am Profil bei $x = 75 \text{ mm}$ wird der Einfluss des Verbrennungsmodus auf die Temperaturverteilung im Abgas untersucht. Das axiale Temperaturprofil wird auf der zentralen Flammrohrachse zwischen $x = 1,5 \text{ mm}$ und $x = 150 \text{ mm}$ vermessen.

Tabelle 6.11: Parameterraum der Temperaturmessungen. Untersucht werden Variationen im Stufungsverhältnis SV , der Geometrie und des eingebrachten Kühlluftmassenstroms \dot{m}_{Eff} .

Bezeichnung	S	SV in %	\dot{m}_{Eff} in g/s
TUDA-Geometrie			
TUDA-LS-LP-HC	0,7	0	15
TUDA-LS-LP-LC	0,7		7,5
TUDA-LS-PP-HC	0,7	10	15
TUDA-LS-PP-LC	0,7		7,5
RR-Geometrie			
RR-LS-PP-IC	0,7	10	12,5

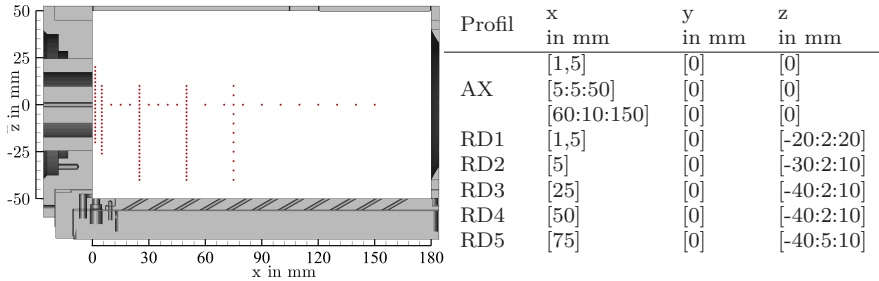


Abbildung 6.39: Messpunkte zur Untersuchung der globalen Temperaturverteilung. Das globale Temperaturfeld wird entlang eines Axial- und fünf Radialprofilen vermessen. Die Profile decken die Bereiche vor, in und nach der Hauptreaktionszone ab.

Der wandnahe Kühlluftfilm wird mit der horizontalen BOXCARS-Anordnung im Flamme-Wand-Interaktionsgebiet oberhalb zweier Kühlluftbohrungen auf der zentralen Achse ($y = 0 \text{ mm}$) untersucht. Abbildung 6.40 zeigt die Lage der Messpunkte für die TUDA-Geometrie. Die Messungen werden in einem Wandabstand von $\delta z = 0,5 \cdot d_{\text{effusion},1} \cdot d_{\text{effusion},1,5} \cdot d_{\text{effusion}}$ oberhalb der Effusionskühlplatte ausgeführt. Zur Ermittlung von Randbedingungen für die numerische Simulation werden die Eintrittstemperaturen unmittelbar am Eintritt der Kühlluft in das Flammrohr bei $\delta z = 0,25 \cdot d_{\text{effusion}}$ in einem hochaufgelösten zweidimensionalen Feld (vgl. Abbildung 6.41) abgetastet. Die Koordinaten der Messpunkte auf der RR-Effusionsgeometrie unterscheiden sich aufgrund der unterschiedlichen Position und Größe der Effusionslöcher in geringem Maß. Es werden

ebenfalls zwei Bohrungen in der Flamme-Wand-Kontaktzone und vier Profile entlang des Kühlluftfilms vermessen.

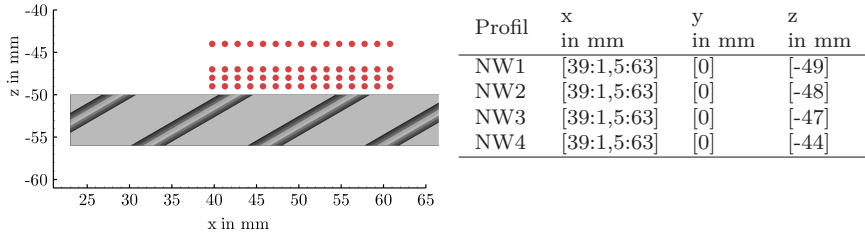


Abbildung 6.40: Messpunkte zur Untersuchung der wandnahen Temperaturverteilung über der Effusionskühlung. Die Temperaturverteilung wird an vier Profilen bestehend aus 16 Einzelmessungen im Bereich der Flamme-Kühlluft-Interaktionszone unter steigendem Wandabstand ermittelt.

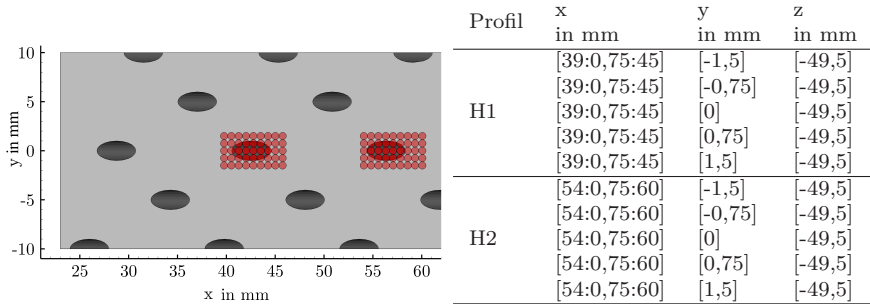


Abbildung 6.41: Messpunkte zur Untersuchung der Kühllufttemperatur. Die Eintrittstemperatur wird in der Flamme-Wand-Kontaktzone in unmittelbarer Wandnähe über zwei Kühlluftbohrungen ermittelt. Ein Feld wird mit 45 Einzelmessungen in geringem Abstand abgerastert.

An jedem Messpunkt werden $n = 500$ Momentanwerte gemessen. Die Laserenergie von Pump-, Probe- und Stokes-Laser wird nach der Überlagerung vor der Einkopplung in die Versuchsanlage auf jeweils 18 mJ eingestellt. Die Werte liegen über den von Kiesel empfohlenen Werten zur Vermeidung von stimuliertem Raman-Pumpen [81]. Durch die Transmissionsverluste der optischen Zugänge reduziert sich die Schussenergie jedoch auf Werte unterhalb 12 mJ im Messvolumen. Bei Messpunkten mit hohen Temperaturschwankungen, wie sie beispielsweise in der Scherzone zwischen Frischgas und Abgas vorkommen, ist der Dynamikumfang des Detektionssystems nicht ausreichend. Aufgrund der hohen Teilchenanzahl bei hoher Dichte sättigt das Signal die Kamera und kann nicht ausgewertet werden. An diesen Messpunkten wird die Messung mit einem Graufilter vor dem Spektrometer wiederholt.

6.4.3 Auswertung

Grundlage der Auswertung der CARS-Spektren ist die Anpassung theoretisch berechneter, modellbasierter Spektren an die Messdaten. Die Berechnung und Anpassung der Spektren wird durch das Programm CARSFIT der Sandia National Labs durchgeführt [109]. Ein freier Parameter dieser Anpassung ist die Temperatur, sodass durch eine Minimierung der Residuen zwischen Messung und theoretischem Spektrum auf die Temperatur geschlossen werden kann. Mithilfe des Programmpaketes MATLAB® (The Math Works, Matlab R2014a) werden die gemessenen Spektren in einem vorgeschalteten Auswerteprozess zur Übergabe an CARSFIT vorbereitet. Nach der Einzelspektrenauswertung mit CARSFIT erfolgt die Nachbearbeitung der Daten in MATLAB®. Ein Flussdiagramm der Auswertung ist in Abbildung 6.42 gezeigt.

6.4.3.1 Datenaufbereitung

In der Datenaufbereitung werden die aufgenommenen Rohdaten für die Auswertung mit CARSFIT vorbereitet.

Filtern nicht auswertbarer Spektren

Nicht alle aufgezeichneten CARS-Spektren sind auswertbar. Ausschlusskriterien sind die Sättigung des Detektors, das Unterschreiten eines Intensitätsschwellwertes der ersten Vibrationsbande oder ein Überstrahlen des CARS-Signals durch breitbandige Störquellen. In der turbulenten Scherzone zwischen verbranntem Abgas und unverbranntem Gemisch bzw. verbranntem Abgas und Kühlluft kommt es lokal zu hohen Temperatur und Dichtefluktuationen. Da die Intensität des Signals quadratisch von der Dichte abhängt, ist der

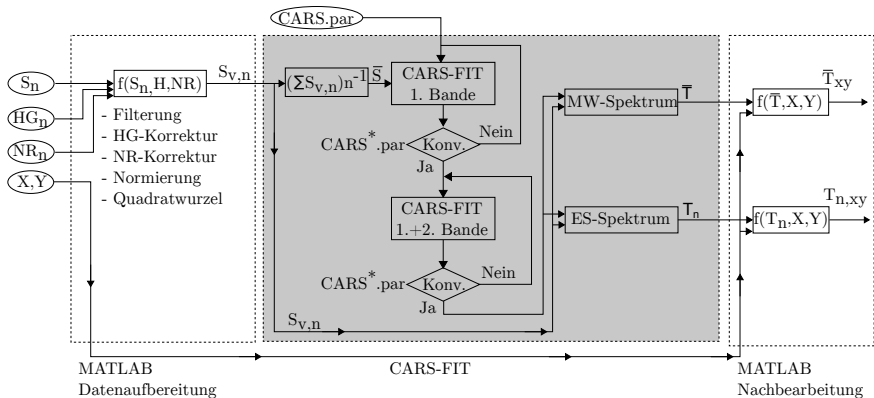


Abbildung 6.42: Ablaufschema der CARS-Auswertung. Arbeitsschritte in MATLAB® sind weiß, iterative Berechnungen durch CARSFIT grau hinterlegt. Die Rohdaten bzw. benutzerdefinierte Eingaben werden durch ovale Symbole beschrieben. Der Datenaustausch findet über ASCII-Dateien statt. Die Datei CARS.par enthält die a priori vorgegebenen Auswerteparameter. Nach der Auswertung des Mittelwertspektrums werden diese fixiert und zur Einzelschussauswertung genutzt.

Dynamikumfang des Detektors nicht ausreichend, um sehr heiße und sehr kalte Spektren aufzulösen. Die Kamera wird in Bereichen geringer Temperatur gesättigt. Die Dichtefluktuations in der Brennkammer führen auch zu lokalen Unterschieden des Brechungsindex in der Strömung. Das dadurch verursachte *beam-steering* kann zu Abweichungen in der Phasen Anpassung und somit zu einem Abfall der Signalintensität führen. Zur breitbandigen Überstrahlung des Signals kommt es aufgrund lokaler Durchbrüche an Staubpartikeln oder einer erhöhten nicht resonanten Untergrundstrahlung in Gebieten hoher Brennstoffkonzentrationen. Tritt in einem Rohsignal einer der oben genannten Fälle auf, wird das Spektrum von der weiteren Auswertung ausgeschlossen. Ein Fehlercode zur nachträglichen Bewertung der Häufigkeit dieser Ereignisse wird an die weitere Auswertung übergeben.

Hintergrundkorrektur

Alle validen Einzelspektren werden um den Intensitätsoffset des Detektors sowie umgebungsabhängige Störeinflüsse wie Flammeneigenleuchten korrigiert. Von den Signalspektren wird ein Schuss-zu-Schuss-gemitteltes Hintergrundspektrum abgezogen. Das Hintergrundsignal wird an jedem Messpunkt aus den simultan vor jedem Signalbild aufgenommenen Dunkelbildern berechnet.

Korrektur der Instrumentenfunktion und Normierung

Die Signalspektren sind mit der Instrumentenfunktion des Detektionssystems und der spektralen Energieverteilung des Stokes-Lasers gefaltet. Um diese Einflüsse zu korrigieren wird jedes Einzelschusspektrum durch ein zeitgemitteltes, normiertes, nicht resonantes CARS-Signal dividiert. Das nicht resonante Signal wird zeitnah vor Beginn einer Messserie in reinem CH_4 aufgenommen. Für jedes nicht resonante Signal werden 500 nicht resonante Einzelspektren gemittelt. Abschließend wird das korrigierte Spektrum mit der Mittelwertintensität des Einzelschusses normiert. Für die Übergabe an CARSFIT wird die Quadratwurzel des normierten Signals gebildet und in einer Transferdatei abgelegt.

6.4.3.2 Auswertung mit CARSFIT

Die Berechnung der Spektren in CARSFIT wird über 17 Kontroll- und 26 Konvergenzvariablen gesteuert. Für eine Auflistung und Beschreibung aller Variablen wird auf die Dokumentation von CARSFIT verwiesen [109].

Die Kontrollvariablen beschreiben Parameter, die zur Spektrensimulation fest vorgegeben werden müssen. Wichtige Parameter sind das auszuwertende Wellenzahlintervall und das Linienmodell der Spektrensimulation. Die Parameter sind durch den Versuchsaufbau festgelegt und nicht veränderlich.

Bei den Konvergenzvariablen handelt es sich um Modellparameter die zur Anpassung des simulierten Spektrums an das gemessene Spektrum innerhalb festgelegter Grenzen variiert werden. Die Parameter umfassen sowohl Instrumentenfunktionen wie beispielsweise die Linienstärke von Pump- und Probe-Laser als auch thermodynamische Größen wie Druck, Temperatur und Stickstoffkonzentration.

Wie in Abbildung 6.42 gezeigt, wird ein gemitteltes Spektrum im Bereich der ersten Vibrationsbande ausgehend von a priori gewählten Konvergenzvariablen ausgewertet. Alle freien Konvergenzvariablen werden in einem iterativen Prozess zur Minimierung der Residuen optimiert. Nach erfolgreicher Konvergenz wird die Auswertung auf den gesamten Wellenzahlbereich ausgeweitet und die Konvergenzvariablen erneut optimiert. Die so ermittelten Anpassungsparameter werden fixiert und zur Auswertung der Einzelschusspektren verwendet. Als freie Parameter bleiben die Signalintensität, aufgeteilt in einen

absoluten Versatz und einen Skalierungsfaktor, sowie die Temperatur. Die Einzelspektren werden unter Minimierung der Residuen durch Optimierung dieser Parameter berechnet.

6.4.3.3 Nachbearbeitung

Nach der Berechnung der Einzelschusstemperaturen werden die Temperaturen und die dazugehörigen simulierten und gemessenen Spektren zur weiteren Verarbeitung an MATLAB[®] übergeben. Wie in den Abschnitten 6.4.3.1 und 6.4.2 erläutert, werden Messpunkte mit einem Anteil nicht valider Einzelschüssen $> 10\%$ mit verschiedenen Graufiltern wiederholt. Anhand der Koordinaten des Messpunktes werden die mehrfach aufgezeichneten Messpunkte zusammengeführt. Abschließend werden die Daten statistisch ausgewertet.

6.4.4 Charakterisierung und Fehlerbetrachtung

Zur Bestimmung von Richtigkeit und Präzision werden Messungen bei bekannter Temperatur in einer laminaren Flachflamme durchgeführt. Über den Vergleich von Messungen in laminarer Umgebung mit Messungen in der hochturbulenten Versuchsanlage wird der Einfluss der Versuchsanlage auf Richtigkeit und Präzision diskutiert.

Räumliche Ausdehnung des Messvolumens

Die räumliche Ausdehnung des Messvolumens wird innerhalb der Versuchsanlage mithilfe einer CCD-Kamera (Data Ray, WinCamD) bestimmt. Der Durchmesserbestimmung liegt ein Schwellwert von $1 \cdot e^{-2}$ (13,53 %) zugrunde. Pump- und Probe-Strahl nehmen im Fokus eine elliptische Form mit einem Hauptachsendurchmesser von $70\text{ }\mu\text{m}$ entlang der z-Koordinate bzw. $35\text{ }\mu\text{m}$ in x-Richtung an. Der Stokes-Strahl ist schlechter fokussierbar und erreicht im Fokus einen Hauptachsendurchmesser von $110\text{ }\mu\text{m}$ bzw. $70\text{ }\mu\text{m}$. Die Interaktionslänge wird durch das Traversieren der CCD-Kamera entlang der Strahlausbreitungsrichtung bestimmt. Die Kamera ist auf einem Mikrometertisch (Newport, M-SDS40) aufgebaut und wird in $250\text{-}\mu\text{m}$ -Schritten verfahren. Abbildung 6.43 zeigt die Rekonstruktion des Messvolumens aus den Daten der CCD-Kamera. Als Interaktionslänge wird der Bereich definiert, in dem alle drei Einzelstrahlen zu mindestens 50 % überlappen. Bei konservativer Betrachtung ist dies im Bereich zwischen $y = -250\text{ }\mu\text{m}$ und $y = +250\text{ }\mu\text{m}$ gegeben. Die Größe des Messvolumens ergibt sich annähernd zu eine Ellipsoid mit den Hauptachsen $35\text{ }\mu\text{m} \cdot 70\text{ }\mu\text{m} \cdot 500\text{ }\mu\text{m}$. Die 0,7-mm-Kühlluft-Freistrahlen der RR-Geometrie können somit aufgelöst werden.

Richtigkeit und Präzision der Temperaturmessung in laminarer Umgebung

Zur Beurteilung der Richtigkeit und Präzision werden Messungen bei bekannter Temperatur unter stationären Bedingungen durchgeführt. Für den Hochtemperaturbereich wird ein zweidimensionaler Flachflammenbrenner in die Versuchsanlage eingebaut, wie in Abbildung 6.44 dargestellt. Aus numerischen Simulationen mit dem detaillierten Chemielöser CANTERA ist die Temperatur im Abgas bekannt [59]. Durch eine Variation des Äquivalenzverhältnisses wird diese gesteuert.

Zum Vergleich von Simulation und Experiment werden Messungen 10 mm oberhalb der Flammenfront bei den Äquivalenzverhältnissen von $\Phi = 0,7, 1,0$ und $1,3$ durchgeführt. Die

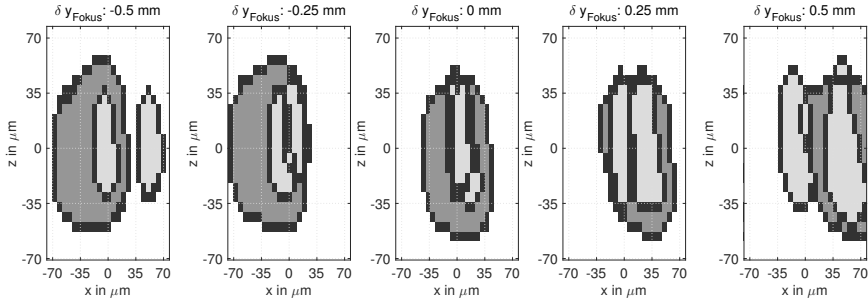


Abbildung 6.43: Rekonstruktion des Messvolumens in der Versuchsanlage. Pump- und Probe-Strahl sind in hellgrau, der Stokes-Strahl in dunkelgrau hinterlegt. Die schwarze Umrandung beschreibt die Grenze innerhalb der sich 86,47 % der Schussenergie befindet. Der Bereich, in dem alle drei Strahlen überlagern, beginnt 250 μm vor dem Fokuspunkt. Bei $y = +250 \mu\text{m}$ sind die Strahlen wieder getrennt. Die Länge des Messvolumens in y-Richtung beläuft sich demnach auf die Länge $l < 500 \mu\text{m}$.

Ergebnisse sind in Abbildung 6.45 dargestellt. Die gemittelte Abgastemperatur wird bei magerem Äquivalenzverhältnis mit einer Abweichung von 1 K sehr gut getroffen. Zu höheren Äquivalenzverhältnissen werden die berechneten Temperaturen um 104 K für $\Phi = 1,0$ bzw. 62 K für $\Phi = 1,3$ unterschätzt. Da die numerische Simulation der Abgastemperatur jedoch keine Strahlungsverluste berücksichtigt, ist die reale Abweichung geringer [59]. Für die Richtigkeit ergibt sich eine maximale Abweichung von 5 %.

Die Präzision wird durch die Standardabweichung beschrieben und liegt für die untersuchten Punkte in laminarer Umgebung bei 50 K, 79 K und 67 K bzw. bezogen auf die mittlere Temperatur bei 2,6 %, 3,7 % und 3,4 %. Die Werte sind im Vergleich zur Arbeit von Kissel um den Faktor zwei erhöht. Die Ursache für diese Abweichung ist das geringere

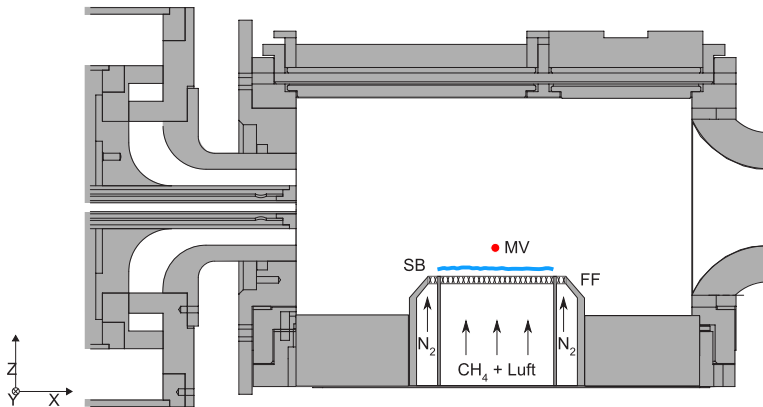


Abbildung 6.44: Kalibrationsflamme innerhalb der Versuchsanlage. Statt des *liners* wird eine Kalibrationsflamme in die Versuchsanlage eingebaut. Der optische Zugang wird nicht verändert, um vergleichbare Randbedingungen in den Untersuchungen mit der laminaren Flachflamme und den Messungen am Standardbetriebspunkt der Versuchsanlage herzustellen.

SNR in den hier durchgeführten Messungen. Aufgrund der höheren Anforderungen an die räumliche Auflösung ist die Interaktionslänge in dieser Arbeit um den Faktor 3 reduziert. Die quadratische Abhängigkeit des CARS-Signals von l zieht bei sonst gleichbleibenden Bedingungen zwangsläufig eine Reduktion im SNR nach sich (vgl. Gleichung 4.25 in Kapitel 4.4). Die Abschwächung des CARS-Signals an den sechs Grenzflächen der optischen Zugänge tragen ebenfalls zur Reduktion des SNR bei.

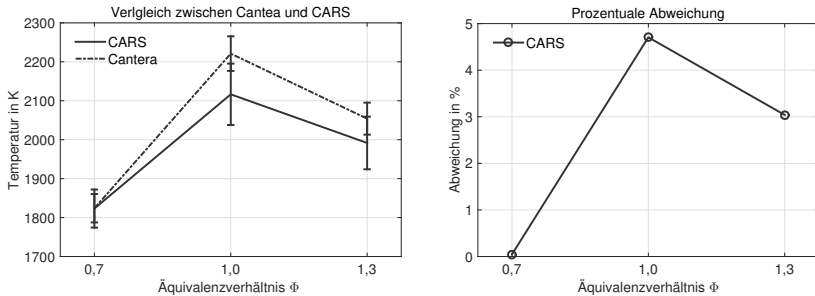


Abbildung 6.45: Vergleich zwischen gemessener und simulierter Abgastemperatur. Die Fehlerbalken der numerischen Simulation beziehen sich auf die Unsicherheit in der Bestimmung des Äquivalenzverhältnisses, verursacht durch die Messungenauigkeit der MFR. Die Fehlerbalken der experimentellen Daten beschreiben die Standardabweichung.

Aus Platzgründen kann kein Kalibrationsofen in die Versuchsanlage eingebaut werden. Für den Temperaturbereich von 300 K bis 1800 K wird daher auf die Untersuchungen von Kissel verwiesen [81].

Messungen bei Raumtemperatur weisen jedoch eine nicht physikalische Unterschätzung der Temperatur auf. Bei einer Umgebungstemperatur von ≈ 293 K werden Temperaturen von 260 K gemessen. Es ist daher davon auszugehen, dass die Messungen im Niedertemperaturbereich mit einem größeren Fehler behaftet sind als im Aufbau von Kissel. Eine Quantifizierung wurde jedoch nicht durchgeführt.

Qualität der Spektrenanpassung bei laminaren Randbedingungen

Die Güte der Auswertung wird anhand des Residuums zwischen berechnetem und gemessenem Spektrum beurteilt. Die Abbildungen 6.46, 6.47 und 6.48 zeigen jeweils die Auswertung eines gemittelten Spektrums sowie einen zufällig ausgewählten Einzelschuss je Messreihe aus den Messungen an der laminaren Flachflamme. Die Messreihen decken den Temperaturbereich von 2000 K bis 1200 K ab. In allen Fällen wird eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenem und berechnetem Spektrum erreicht. Als Vergleichsgröße zum Abgleich der Daten mit späteren Messungen wird das spektral gemittelte, normierte Residuum R zwischen simuliertem und gemessenem Spektrum eingeführt. Für jedes ausgewertete Spektrum wird der Betrag des Residuums spektral gemittelt. Durch die anschließende Normierung auf den Maximalwert des berechneten Spektrums wird eine Unabhängigkeit von der ursprünglichen Signalstärke erreicht.

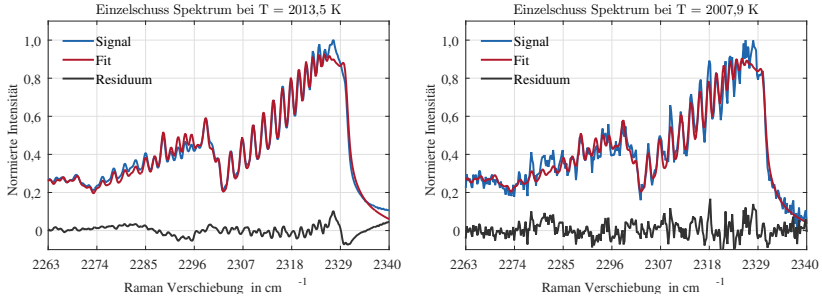


Abbildung 6.46: CARS-Spektrum im Hochtemperaturbereich der laminaren Flachflamme. Auswertung des gemittelten Spektrums und eines zufällig ausgewählten Einzelschusses der Messreihe. Das spektrengemittelte, normierte Residuum beläuft sich auf 0,02 bzw. 0,04 für das gemittelte bzw. auf Einzelschussbasis ausgewertete Spektrum.

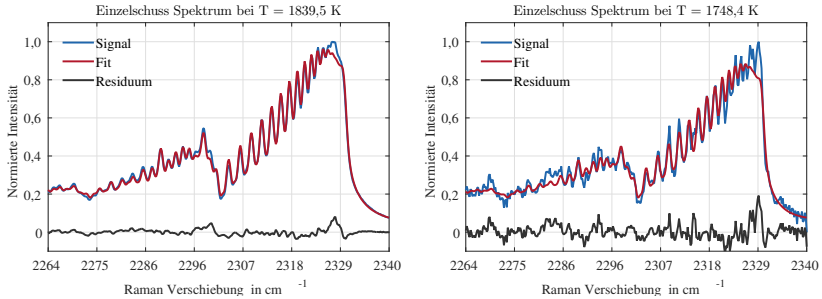


Abbildung 6.47: CARS-Spektrum im mittleren Temperaturbereich der laminaren Flachflamme. Auswertung des gemittelten Spektrums und eines zufällig ausgewählten Einzelschusses der Messreihe. Das spektrengemittelte, normierte Residuum beläuft sich auf 0,01 bzw. 0,03 für das gemittelte bzw. auf Einzelschussbasis ausgewertete Spektrum.

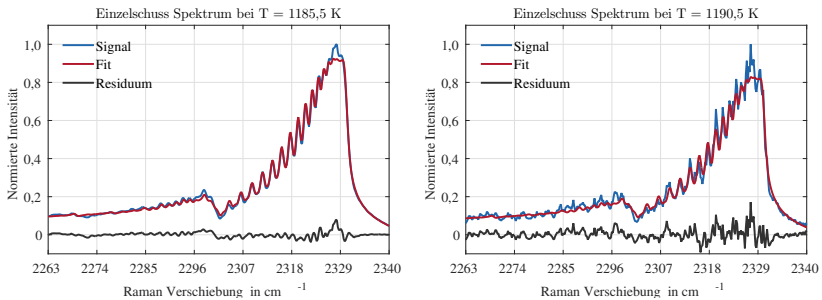


Abbildung 6.48: CARS-Spektrum im Niedertemperaturbereich der laminaren Flachflamme. Auswertung des gemittelten Spektrums und eines zufällig ausgewählten Einzelschusses der Messreihe. Das spektrengemittelte, normierte Residuum beläuft sich auf 0,01 bzw. 0,02 für das gemittelte bzw. auf Einzelschussbasis ausgewertete Spektrum.

Qualität der Messung in turbulenter Umgebung

In turbulenter Umgebung ist eine Aussage von Richtigkeit und Präzision schwierig, da weder der Erwartungswert der Temperatur noch die Standardabweichung a priori bekannt sind. Mögliche Fehlerquellen im Vergleich zu den Messungen in der Flachflamme sind der Einfluss des *beam-steerings* durch die hohen Temperaturgradienten in der Strömung, eine Veränderung der Phasen Anpassung durch die Traversierung des Messvolumens sowie die Langzeitstabilität des Messsystems und der Versuchsanlage. Um die Qualität der Messungen auf diese Einflussfaktoren zu untersuchen, werden Mittelwert, Standardabweichung sowie die Residuen der Spektrenanpassung aus den Messungen an der Flachflamme mit Messungen in vier unterschiedlichen Regionen innerhalb der Versuchsanlage verglichen. Die Messpunkte werden so gewählt, dass die mittlere Temperatur in der turbulenten und der laminaren Strömung annähernd identische Werte annehmen. Abbildung 6.49 zeigt zunächst ein gemitteltes Spektrum und einen Einzelschuss aus der Region unmittelbar stromab der Reaktionszone ($x = 43 \text{ mm}$, $y = 0 \text{ mm}$, $z = 0 \text{ mm}$). Beide Spektren zeigen keine pathologischen Strukturen, die auf eine Verschlechterung der Datenqualität im Vergleich zu den Messungen an der Flachflamme hinweisen.

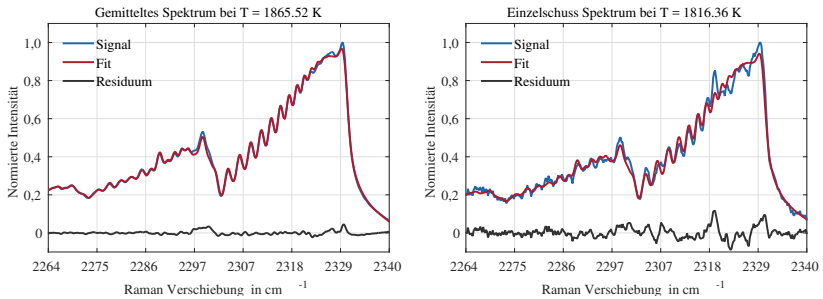


Abbildung 6.49: CARS-Spektrum stromab der mager vorgemischten Drallflamme. Auswertung des gemittelten Spektrums und eines zufällig ausgewählten Einzelschusses aus derselben Messreihe.

Der quantitative Vergleich zwischen der laminaren Flachflamme und der Drallflamme im normalen Anlagenbetrieb ist in Abbildung 6.50 dargestellt. Messreihe #1 beschreibt den Referenzwert aus der Messung der laminaren Flachflamme bei einem Äquivalenzverhältnis von $\Phi = 0,7$, 20 mm oberhalb der Flamme. Die Messreihen #2 und #3 sind an identischer Position ($x = 43 \text{ mm}$, $y = 0 \text{ mm}$, $z = 0 \text{ mm}$) im Abgas stromab der Flamme aufgenommen. Die Messpunkte wurden zu Beginn und am Ende eines Messtages aufgezeichnet. Der Zeitraum zwischen den Messungen beträgt 8 h 10 min. Innerhalb des Zeitraums wurden 341 Bewegungen der Traversierung in einer dreidimensionalen Box mit den Abmessungen $\delta x = 30 \text{ mm} \times \delta y = 5 \text{ mm} \times \delta z = 50 \text{ mm}$ durchgeführt, ohne die Phasen Anpassung neu zu justieren. Um den Einfluss des *beam-steerings* zu untersuchen, wurden Messpunkte innerhalb der Flamme (#4: $x = 5 \text{ mm}$, $y = 0 \text{ mm}$, $z = -8 \text{ mm}$) und innerhalb der zentralen Rezirkulationszone (#5: $x = 25 \text{ mm}$, $y = 0 \text{ mm}$, $z = 0 \text{ mm}$) untersucht. Beide Messpunkte stammen von unterschiedlichen Messtagen. Alle Messungen in der Versuchsanlage wurden bei einem Stufungsverhältnis von $SV = 0$ durchgeführt. Die Standardabweichung beträgt in allen Messreihen um die 60 K bzw. 3,4 %. Mittelwert und Schwankung der Fit-Residuen bleiben unabhängig von den Messpunkten auf demselben Niveau. Es wird daraus geschlossen, dass die Messungen in der Versuchsanlage unter hochturbulenten Randbedingungen eine vergleichbare Richtigkeit und Präzision aufweisen wie die Messungen an der laminaren

Flachflamme.

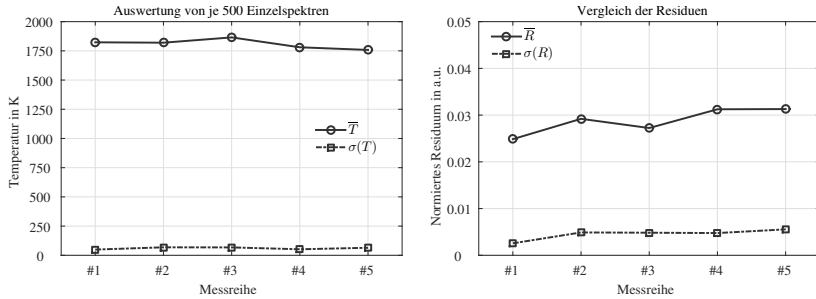


Abbildung 6.50: Vergleich von Standardabweichung und Fit-Residuen in laminarer und turbulenter Umgebung. Die Messungen in turbulenter Umgebung (Messpunkte #2 – #5) weisen keine erhöhte Standardabweichung oder pathologische Residuen auf. Sie sind daher in Richtigkeit und Präzision zu den Messungen in laminarer Umgebung vergleichbar.

Kapitel 7

Ergebnisse und Diskussionen

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchungen am Eindüsenektor vorgestellt. Das Hauptaugenmerk wird auf dem Vergleich der pilotierten und mager vorgemischten Flamme bei konstanter Drallzahl von $S = 0,7$ gelegt. Diskutiert wird der Einfluss der Flammenkonfiguration auf das Strömungsfeld, die mittlere Flammenposition und das Temperaturfeld der Gasphase im düsen nahen Bildbereich sowie zusätzlich die Wandtemperatur in der Flamme-Kühlluft-Interaktionszone. Zu Beginn des Kapitels werden ausgewählte Ergebnisse zur Charakterisierung thermographischer Phosphore und zu den Untersuchungen der Einströmrandbedingungen in Brennkammer und Heißgaswindkanal gezeigt.

7.1 Voruntersuchungen zur Nutzung Thermographischer Phosphore

In diesem Abschnitt werden die Resultate der Voruntersuchungen zur zweidimensionalen Temperaturmessung vorgestellt. Ziel der Untersuchungen ist die Identifizierung eines geeigneten Phosphors zur Messung von Wandtemperaturen unter gasturbinentypischen Bedingungen. Der ideale Phosphor ist in der Lage, den gesamten im Experiment denkbaren Temperaturbereich abzudecken. Die Abklingzeit sollte dabei möglichst gering sein, um eine hohe Zeitaufösung des Messvorgangs zu erzielen.

7.1.1 Charakterisierung der Abklingzeit in Luftatmosphäre

Im Vergleich zu den üblicherweise als Detektor verwendeten PMTs weist eine Hochgeschwindigkeits-CMOS-Kamera eine geringere Sensitivität und zeitliche Auflösung auf. Dies macht eine Charakterisierung der in der Literatur vorgeschlagenen Phosphore nötig, um deren Eignung zur zweidimensionalen Phosphor-Thermometrie zu überprüfen. Die $\tau - T$ -Kennlinien der untersuchten Phosphore sind in Abbildung 7.1 dargestellt. Auf der Abszisse ist in linearem Abstand die Oberflächentemperatur der Phosphore in Kelvin aufgetragen. Die Ordinate zeigt die Abklingzeit in Sekunden in logarithmischer Skalierung. Die Farbcodierung repräsentiert die Dotierungskomponente. Alle Proben weisen den für thermographische Phosphore typischen Kennlinienverlauf auf. Auf einen annähernd horizontalen Verlauf geringer bzw. keiner Temperatursensitivität folgt ab der oberen Grenztemperatur T_{OG} ein temperatursensitiver Bereich, der durch eine negative Steigung in der $\tau - T$ -Kennlinie beschrieben wird. Bei Erreichen der unteren Grenztemperatur T_{UG} geht die Kennlinie erneut in einen horizontalen Verlauf über. Das Übertragungsverhalten der Messkette erlaubt oberhalb dieser Temperatur keine Messung der Abklingzeit, da entweder die zeitliche Diskretisierung des Abklingvorgangs oder das SNR des Signals zu gering

ausfallen.

Am Eindüsenektor sind Wandtemperaturen von 623 K (Temperatur der Effusionskühlung) bis ≈ 1273 K (Glühfarbe der effusionsgekühlten Platte) denkbar. Im Gegensatz zur Verwendung von PMTs kann bei Verwendung einer CMOS-Kamera kein untersuchter Phosphor den gesamten Temperaturbereich abdecken. Für die Hochtemperaturphosphore YAG und LuAG dotiert mit Eu oder Tb wird der Messbereich durch die hohe T_{UG} zu niedrigen Temperaturen begrenzt. Dies ist unabhängig von der Wahl des Detektionssystems und ist auch bei PMTs zu erwarten. Die im Bereich unter 1000 K sensitiven Phosphore werden als Niedertemperaturphosphore bezeichnet. Bei diesen begrenzt die T_{OG} den Einsatzbereich. Bei einer maximalen Abtastrate von 1000 kHz kann eine Abklingzeit von größer $1 \mu s$ zuverlässig detektiert werden, wie an der Kennlinie von Mg:Mn zu sehen ist. Eine geringere Abklingzeit kann unabhängig von der Signalintensität aufgrund der Abtastrate nicht mehr detektiert werden. Bei den übrigen Phosphoren wird die T_{UG} bereits bei höheren Abklingzeiten erreicht. Die Lumineszenz dieser Phosphore nimmt mit zunehmenden Temperaturen aufgrund der Zunahme von strahlungslosen Übergängen stark ab, so dass diese Phosphore nicht mehr genügend Photonen emittieren um die Detektionsschwelle der CMOS-Kamera zu überschreiten. Zusätzlich steigt die Schwarzkörperstrahlung stark an, was in Kombination zu einem Absinken des SNR führt. Messungen ab einem SNR < 5 führen zu einem starken Abflachen der Abklingzeitcharakteristik und können nicht mehr zur Temperaturmessung herangezogen werden.

Über die Glühfarbe des *liner*-Werkstoffs wird die Oberflächentemperatur in der Flamme-Kühlluft-Interaktionszone auf ≈ 1200 K geschätzt. Daher kommen für die weiteren Untersuchungen nur die Hochtemperaturphosphore infrage. Die Auswahl fällt hier auf YAG:Eu und YAG:Tb, da die Abklingzeit dieser Phosphore im direkten Vergleich mit LuAG:Eu bzw. LuAG:Tb um den Faktor 2 bis 4 geringer ausfällt.

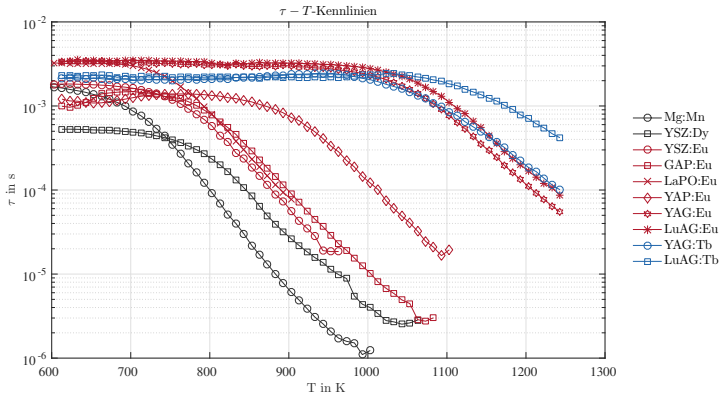


Abbildung 7.1: Abklingzeit-Temperatur-Charakteristiken der untersuchten Phosphore im Temperaturbereich von 600 bis 1270 K. Die Farbgebung orientiert sich an der Dotierungskomponente. Eu-dotierte Phosphore werden in Rot, Tb-dotierte in Blau dargestellt; Sonstige in Schwarz.

7.1.2 Einflüsse der chemischen Umgebung und Langzeitverhalten

Um eine Veränderung der τ - T -Kennlinie durch die umgebende Gasphase und durch Diffusionsprozesse zwischen Substrat und Phosphor zu quantifizieren, werden die Hochtemperaturphosphore YAG:Eu und YAG:Tb weiteren Untersuchungen unterzogen. Die Abbildungen 7.2 und 7.3 zeigen die Auswirkungen von synthetischen Gasatmosphären auf die Kennlinien von YAG:Tb und YAG:Eu im Temperaturbereich zwischen 900 K und 1250 K. Auf der linken Seite sind die τ - T -Kennlinie in einer Luftatmosphäre, für ein synthetisches Brennstoff-Luft-Gemisch und für synthetisches Abgas aufgetragen. Die Benennung der Achsen ist analog zu Abbildung 7.1. Die Abbildung rechts zeigt die Abweichung zwischen der Luftkennlinie und den synthetischen Gemischen. Die Abszisse zeigt die Temperatur der Luftkennlinie in K. Auf der Ordinate ist die Differenz in K zwischen der τ - T -Konversion der synthetischen Atmosphäre und der τ - T -Konversion in Luftatmosphäre bei gleicher Abklingzeit aufgetragen.

Bei YAG:Tb tritt eine systematische Verschiebung der Kennlinie bei der Untersuchung in der Brennstoff-Stickstoff-Atmosphäre auf. Bei konstanter Temperatur ist die Kennlinie zu geringeren Abklingzeiten verschoben. Im Vergleich mit der Luftkennlinie wird die Temperatur bei identischer Abklingzeit τ zwischen 23 K und 39 K überschätzt. Der Vergleich zwischen Luft und dem synthetischen Abgas ergibt eine Unterschätzung der Temperatur zwischen -20 K und -10 K.

Für YAG:Eu fällt die Abweichung der Kennlinie zwischen den drei Atmosphären geringer aus. Im Temperaturbereich unterhalb 1000 K wird jedoch die geringe Sensitivität des Phosphors sichtbar. Kleine Änderungen in der Abklingzeit führen direkt zu hohen Temperaturabweichungen. Mit dem Beginn des sensitiven Bereichs liegt die Abweichung der Kurven bei ± 10 K für die Differenz zwischen dem Brennstoff-Stickstoff-Gemisch und Luft bzw. zwischen 5 K und 14 K zwischen Abgas und Luft.

Zur Untersuchung von Kennlinienänderungen durch Diffusionsprozesse zwischen Phos-

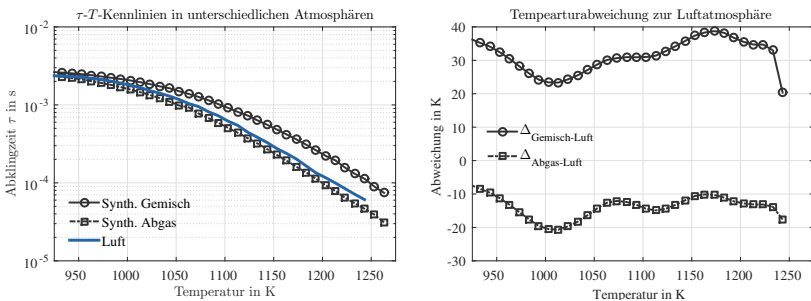


Abbildung 7.2: Sensitivität der τ - T -Kennlinie von YAG:Tb gegenüber wechselnden Gasatmosphären. Die Erhöhung des CH_4 -Partialdrucks oder das Fehlen von O_2 führt zu einer systematischen Verschiebung der Kennlinie zu niedrigen Temperaturen.

phor und Substrat werden jeweils zwei Phosphorproben für 24 bzw. 36 h bei 1473 K gehalten und mit einer unbehandelten Probe verglichen (siehe Abb. 7.4). Analog zur Betrachtung der Messung bei unterschiedlichen Gasatmosphären wird die Temperaturabweichung aus der Differenz der evaluierten τ - T -Polynome gebildet. Für YAG:Eu ergibt sich über den gesamten Temperaturbereich keine systematische Temperaturabweichung. Ab dem Beginn des sensitiven Bereichs schwanken die einzelnen Messungen mit einer Amplitude von maximal $\pm 7\%$ um den Nullpunkt.

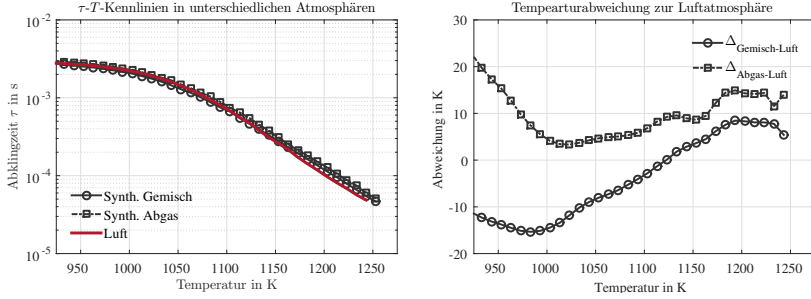


Abbildung 7.3: Sensitivität der τ - T -Kennlinie von YAG:Eu gegenüber wechselnden Gasatmosphären. Die Abweichung der Kennlinie liegt im Bereich des systematischen Messfehlers des Thermoelements.

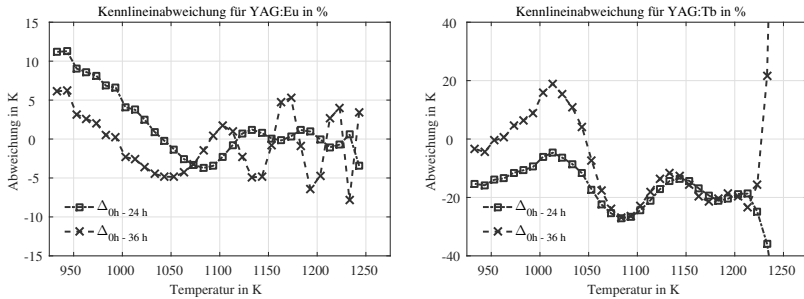


Abbildung 7.4: Langzeitstabilität von YAG:Eu und YAG:Tb in Luftatmosphäre.

Im Fall von YAG:Tb ergibt sich eine Verschiebung der Kennlinie hin zu geringeren Abklingzeiten. Im Mittel schwankt die Abweichung zwischen 0 h und 24 h mit einer Amplitude von ± 10 K um den Wert von -20 K.

7.1.3 Zusammenfassung

Als Ergebnis der Voruntersuchungen wird YAG:Eu als thermographischer Phosphor für die Wandtemperatur ausgewählt. Mit dem Phosphor kann der Temperaturbereich zwischen 1000 K und 1270 K untersucht werden. Der nutzbare Messbereich von YAG:Eu ist zwar geringer als bei dem in vergleichbaren Messsituationen verwendeten Y_2O_3 [48], jedoch ist die Quersensitivität gegenüber Änderungen der Gaszusammensetzung um den Faktor 10 vermindert.

Im sensitiven Temperaturbereich beträgt die Abklingzeit zwischen 900 μs und 0,06 μs . Die relativ langsame Abklingzeit macht es möglich, geringe Abtastraten des Detektors zu verwenden, um so eine höhere Anzahl an Bildpunkten auszulesen. Bei konstanter Vergrößerung kann dadurch ein größerer Bildausschnitt ausgelesen werden.

7.2 Isotherme Strömung in Flammrohr und Heißgaswindkanal

Im folgenden Abschnitt werden ausgewählte Ergebnisse der Voruntersuchung vorgestellt. Diskutiert werden die Strömungsrandbedingungen im Heißgaswindkanal und das isotherme Strömungsfeld in der Versuchsanlage.

7.2.1 Einlaufrandbedingungen des Heißgaswindkanals

Nach dem Effusionskühlflurtheizer wird die Strömung um 90° in den Heißgaswindkanal umgelenkt. Prallplatten und Siebe sollen die gerichtete Strömung beruhigen, um eine homogene Anströmung der Kühlgeometrie sicherzustellen. Anhand von isothermen 2D2C-Geschwindigkeitsfeldmessungen wird das Strömungsprofil am Übergang zwischen Heißgaswindkanal und Effusionskühlgeometrie im Reynolds-Zahl-Bereich des Standardbetriebspunktes untersucht. Abbildung 7.5 zeigt die Strömungsfelder der acht untersuch-

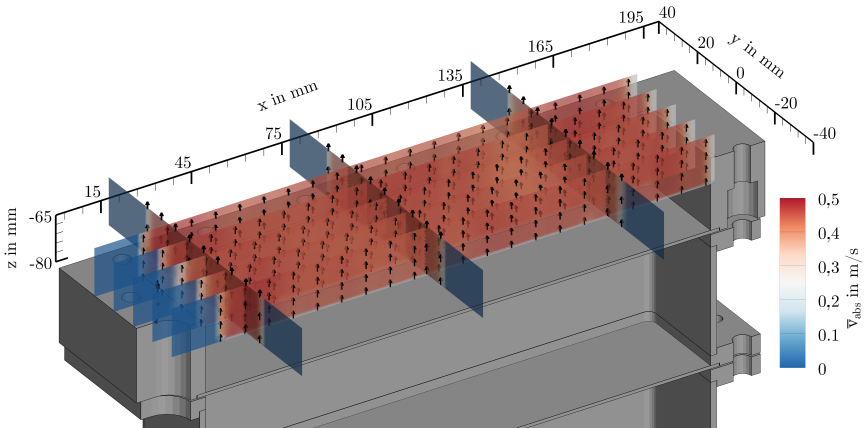


Abbildung 7.5: Absolutgeschwindigkeit im Heißgaswindkanal bei $Re = 2600$ an den Bildausschnitten HGW1 bis HGW8.

ten Bildausschnitte vor einer Schnittdarstellung des Heißgaswindkanals. Die Achsen entsprechen dem in Kapitel 5.1 definierten Koordinatensystem. Die Geschwindigkeit in z -Richtung wird am Heißgaswindkanal als axial (v_{ax}), die Geschwindigkeiten orthogonal zur z -Richtung als radial (v_{rd}) bezeichnet. Dargestellt sind die Geschwindigkeitsvektoren aus v_{ax} und v_{rd} sowie die Magnitude der Absolutgeschwindigkeit $v_{abs} = \sqrt{v_{ax}^2 + v_{rd}^2}$ bei einer Reynolds-Zahl $Re = 2600$. Für jeden Bildausschnitt wurden 500 Einzelmessungen gemittelt. Die Geschwindigkeitsfelder zeigen eine homogene Strömung in axiale Richtung, die Geschwindigkeitsmagnitude beträgt $0,42 \text{ m/s}$. Zur Quantifizierung der Anströmung bei den Reynolds-Zahlen $Re = 1190$, $Re = 2600$ und $Re = 4800$ werden Mittelwert und Standardabweichung an der wandnormalen Koordinate $z = -70 \text{ mm}$ entlang der x - bzw. y -Koordinate aufgetragen. Abbildung 7.6a zeigt den Verlauf der Axialgeschwindigkeit in den Bildausschnitten der xz -Ebene, Abbildung 7.6b die der yz -Ebene. Die Betriebspunkte

werden durch die Linienfarbe, der Bildausschnitt durch die Symbole unterschieden. Die Axialgeschwindigkeit zeigt für die Reynolds-Zahlen $Re = 1190$ und $Re = 2600$ an allen Profilen ein gleichmäßiges Blockprofil. Für die turbulente Strömung bei $Re = 4800$ ergeben sich in den Profilen der xz -Ebene Einbrüche in der Axialgeschwindigkeit von $\approx 10\%$ an den Koordinaten $40\text{ mm} < x < 60\text{ mm}$ und $120\text{ mm} < x < 140\text{ mm}$. Die Position der Einbrüche sind symmetrisch zum Ort der Einströmung am Boden des Windkanals. Es ist daher davon auszugehen, dass es sich um Störungen durch die erste Prallplatte unmittelbar stromab der Strömungsumlenkung handelt. Die Standardabweichung entlang der gesamten Profile beträgt zwischen 5% und 15% des Mittelwerts. In den Bildausschnitten im Randbereich des Windkanals (HGW1, HGW5 und HGW3) steigt die Standardabweichung. Die starke Fluktuation der Standardabweichung bei $Re = 4800$ im Bereich von $120\text{ mm} < x < 160\text{ mm}$ in der xz - und zwischen $120\text{ mm} < y < 160\text{ mm}$ werden durch den Fokus des Lichtschnitts verursacht. Entlang der Strahltaile kommt es zu erhöhtem Partikelverlust in der Strömung und somit zu einem Ansteigen der Standardabweichung. Es handelt sich nicht um ein Strömungsphänomen, sondern um einen systematischen Messfehler. Mit guter Näherung kann die Anströmung der Effusionsplatte als homogen angenommen werden.

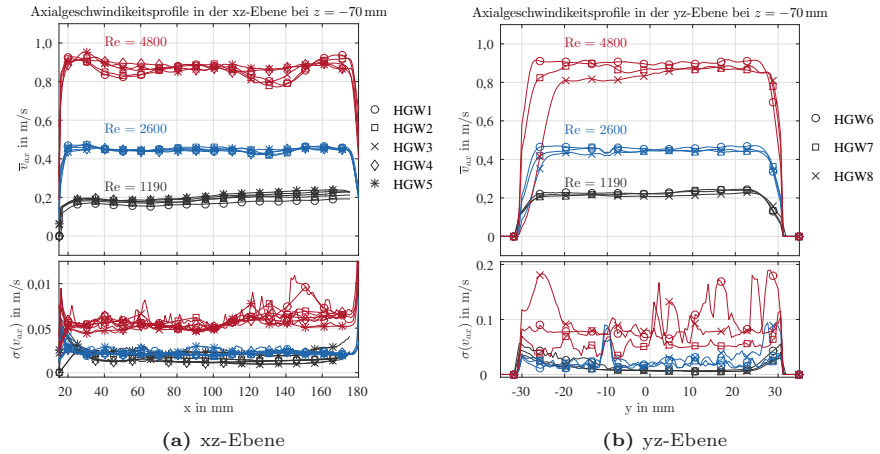


Abbildung 7.6: Axialgeschwindigkeitsprofile im Heißgaswindkanal bei den Reynolds-Zahlen $Re = 1190$, $Re = 2600$ und $Re = 4800$. Dargestellt sind die Geschwindigkeitsprofile bei $z = -70\text{ mm}$. Die Unterscheidung der Betriebspunkte erfolgt anhand der Farbe, die Bildausschnitte anhand der Symbole.

7.2.2 Einlaufrandbedingungen der Druckbrennkammer

Zur Charakterisierung der Einlaufrandbedingungen wurden Strömungsfeldmessungen am konvektiv gekühlten Flammrohr in isothermer Strömung durchgeführt. Da es nicht möglich ist zu überprüfen, ob das Drallgitter homogen und drallfrei angeströmt wird, werden künstliche Störungen in die Einlaufstrecke vor dem Drallgitter eingebracht, um den Einfluss von Änderungen der Strömungsrandbedingungen stromauf des Drallers auf das Strömungsfeld innerhalb des Flammrohres zu untersuchen. Dies ist insbesondere für die

Frage wichtig, welcher Art die Randbedingungen der Stoffströme \dot{m}_{VL} und $\dot{m}_{Fuel,Haupt}$ in einer numerischen Simulation vorgegeben werden müssen.

7.2.2.1 Asymmetrische Einströmung

Verblockung der Verbrennungsluftzufuhr

Die Einströmung der Verbrennungsluft erfolgt durch zwei gegenüberliegende Rohrsegmente mit der anschließenden Strömungsumlenkung um 90° . Eine drallfreie Anströmung des Movable-Block-Drallerzeugers ist aufgrund der fehlenden Beruhigungskammer fraglich. Zur Untersuchung wird abwechselnd eines der beiden Rohrsegmente abgeschiebert (VLB1 und VLB2) und mit der Referenzkonfiguration (REF) verglichen. In Abbildung 7.7 sind die Profile von Mittelwert und Standardabweichung der drei Untersuchungen in x-, z- und y-Richtung dargestellt. Im Weiteren werden diese als Axial- (v_{ax}), Radial- (v_{rd}) und Tangentialgeschwindigkeit (v_{tan}) bezeichnet. Auf der Abszisse ist die Ausdehnung des Flammrohres entlang der z-Achse aufgetragen. Die Ordinate zeigt die Geschwindigkeit in m/s. Alle Profile sind aus dem Bildausschnitt GLOB1 bei $x = 5$ mm stromab des Mischrohrs extrahiert. Alle Konfigurationen zeigen symmetrische Geschwindigkeitsprofile. Die Unterschiede zwischen der mittleren Axial- und Tangentialgeschwindigkeit betragen weniger als 1 m/s. Die Position der maximalen und minimalen Geschwindigkeit sowie die Lage der Gradienten entlang des Profils stimmen nahezu perfekt überein. Die Radialgeschwindigkeit zeigt innerhalb der zentralen Rezirkulationszone im Bereich zwischen $-14 \text{ mm} < z < 6 \text{ mm}$ eine Abweichung um bis zu 4 m/s hin zu negativen Geschwindigkeiten. Das Verhalten ist sowohl bei der Verblockung des rechten (VLB1) als auch des linken Zugangs (VLB2) zu beobachten. Die Standardabweichungen sind für alle Profile im Zuge der Messgenauigkeit identisch.

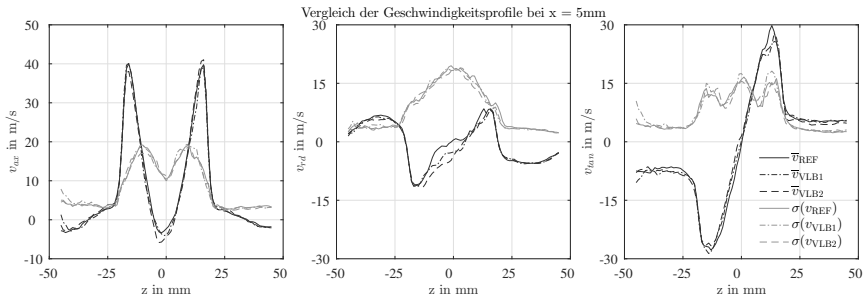


Abbildung 7.7: Einfluss inhomogener Einströmung ins Plenum auf das Geschwindigkeitsfeld im Flammrohr.

Verblockung der Brennstoffzufuhr

Der Einfluss der Brennstoffeindüsung auf das Strömungsfeld wird durch die Verblockung von jeweils zwei der sechs Zugänge überprüft. Die Impfpartikel werden der Strömung über den Brennstoffstrom beigelegt. Analog zur Darstellung in Abbildung 7.7 zeigt die Abbildung 7.8 die Strömungsprofile bei verblockter Brennstoffzufuhr (BZ1 und BZ2) im Vergleich zur Referenzkonfiguration (REF). Die Axial- und Radialkomponente zeigen wiederum nur geringfügige Abweichungen im Geschwindigkeitsbetrag. Die Beeinflussung der

Radialgeschwindigkeit fällt mit einer Abweichung von maximal weniger als 2 m/s geringer aus als in der Untersuchung der verblockten Hauptströmung.

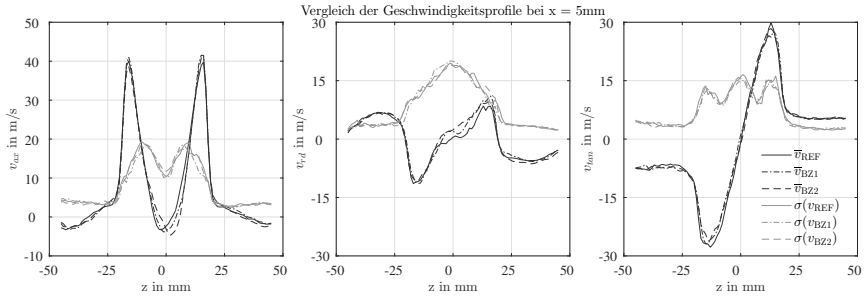


Abbildung 7.8: Einfluss asymmetrischer Einstromung des Brennstoffs auf das Strömungsfeld im Flammrohr.

Zusammenfassend kann aus den Untersuchungen gefolgert werden, dass eine Beeinflussung des Strömungsfeldes in Abhängigkeit der Anströmung des Drallerzeugers gegeben ist. Im Mittel treten Abweichungen im Bereich niedriger mittleren Radialgeschwindigkeit im Zentrum der Inneren Rezirkulationszone auf. Nennenswert werden die Abweichungen jedoch nur bei einer extrem starken Störung der Einlaufbedingungen vom Normalfall, wie sie durch das Verblocken eines Verbrennungsluftzugangs simuliert wurde. Die Beeinflussung durch kleine Störungen liegt im Bereich von 2 m/s und somit im Bereich der Messunsicherheit. Für die numerische Simulation lässt sich daraus ableiten, dass nicht die vollständige Plenumssektion inklusive der radialen Verbrennungsluftzugströmung berücksichtigt werden muss. Auch die Zugangskanäle der Brennstoffzuleitung müssen nicht detailliert abgebildet werden.

7.2.2.2 Konvergenzverhalten

Das Strömungsfeld in drallbehafteten Brennkammern ist statistisch stationär. Charakteristisch sind dabei die sehr hohen Fluktuationen durch örtlich stark intermittierende Strömungsphänomene, wie zum Beispiel Strömungsablösungen am Flächensprung zwischen Mischrohr und Brennraum, hohe Scherraten zwischen den Rezirkulationsgebieten und der Hauptströmung oder präzessierende Wirbel. Messungen mit LDA in vergleichbaren Strömungskonfigurationen haben gezeigt, dass die lokalen Geschwindigkeitsfluktuationen den Betrag des Mittelwerts annehmen können.

Um eine benötigte Anzahl an Einzelmessungen für einen konvergierten Mittelwert zu bestimmen, werden am Betriebspunkt OP1 Untersuchungen mit einer Statistik von $n = 7000$ Momentaufnahmen durchgeführt. Zur Verdeutlichung der lokalen Geschwindigkeitsschwankungen sind in Abbildung 7.9 Radialprofile der Axial-, Radial- und Tangentialgeschwindigkeit 15 mm stromab des Mischrohrs dargestellt. In Blau bzw. Rot sind der Mittelwert und die Standardabweichung eingezeichnet. In Grau hinterlegt sind 50 zufällig ausgewählten Momentaufnahmen aus der Gesamtheit von 7000 Geschwindigkeitsfeldern.

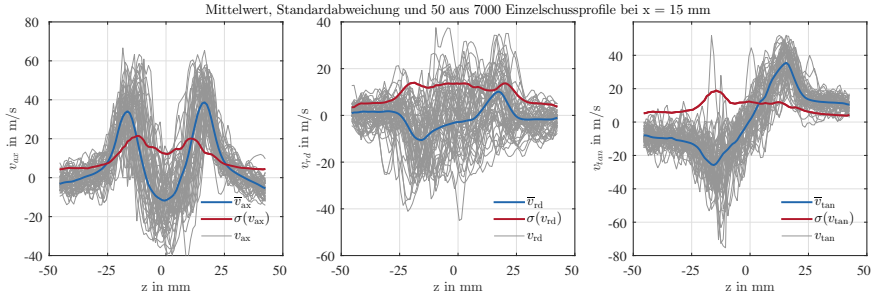


Abbildung 7.9: Mittelwert, Standardabweichung und Momentaufnahme der Geschwindigkeitskomponenten 15 mm stromab des Mischrohrs am Betriebspunkt OP1. Von 7000 Momentaufnahmen sind 50 zufällig ausgewählte Strömungsprofile eingetragen.

Die hohe Streuung der Werte wird offensichtlich. Die Konvergenz des Mittelwerts wird an drei Punkten im Geschwindigkeitsprofil ausgewertet. Betrachtet werden der Ort der maximalen Axialgeschwindigkeit bei $z = 16,5$ mm, der Ort der maximalen Standardabweichung in der Scherzone bei $z = 10,5$ mm sowie das Zentrum der Rezirkulationszone bei $z = 0,5$ mm. Das Konvergenzverhalten ist in Abbildung 7.10 anhand der Standardabweichung der Mittelwertschätzung beschrieben. Auf der Abszisse ist die Anzahl der Momentaufnahmen n aufgetragen, aus der eine Stichprobe des Mittelwerts berechnet wird. Die n Momentaufnahmen werden zufällig aus der Gesamtheit von 7000 Einzelmessungen entnommen. Jede Stichprobe wird 1000 Mal wiederholt. Die Stichproben werden auf den Mittelwert bzw. die Standardabweichung bei $n = 7000$ normiert. Die Ordinate zeigt die prozentuale Abweichung der Schätzung vom Wert bei $n = 7000$. Je nach Position im Strömungsfeld unterscheidet sich das Konvergenzverhalten. Gebiete mit hoher Standardabweichung ($z = 0,5$ mm und $z = 10,5$ mm) konvergieren langsamer als Gebiete mit niedriger Standardabweichung. Beträgt das 2σ -Intervall bei einem Stichprobenumfang von $n = 500$ in der Scherzone zwischen Hauptströmung und innerer Rezirkulationszone noch $\pm 10,53\%$, wird am Ort der höchsten Axialgeschwindigkeit bereits $\pm 2,9\%$ erreicht. Um eine Mittelwertschätzung von $\pm 5\%$ bei 2σ sicherzustellen, wird die Anzahl der aufzuzeichnenden Momentaufnahmen auf $n = 2500$ festgelegt.

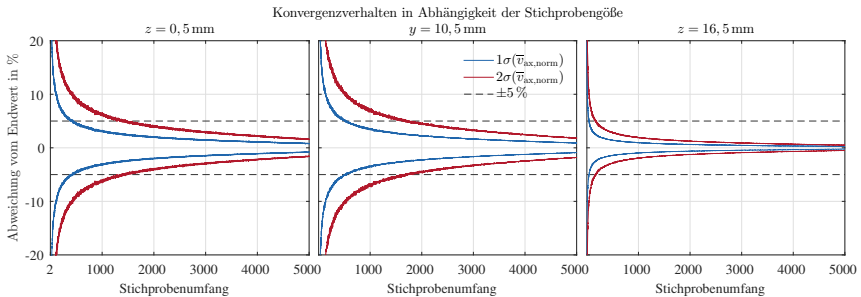


Abbildung 7.10: Konvergenzverhalten am Beispiel der Axialgeschwindigkeit an drei Punkten im Strömungsfeld. Gezeigt ist das 1σ - und 2σ - Intervall der Standardabweichung der Mittelwertschätzung bei steigendem Stichprobenumfang. Die Normierung erfolgt mit dem Mittelwert aus der maximalen Stichprobengröße $n = 7000$.

Die Darstellung der Einzelschüsse in Abbildung 7.9 weist insbesondere in den Radial- und Tangentialgeschwindigkeitsprofilen im Bereich der negativen z-Koordinaten eine auffällige Häufung an Ausreißern auf. Verursacht werden diese Messfehler durch eine abnehmende Lichtschnittdicke im Messvolumen. Der Lichtschnitt propagiert von positiver in Richtung negativer z-Koordinate durch das Messvolumen. Wie in der Literatur vorgeschlagen, wird der Lichtschnitt mit einer langbrennweitigen Sammellinse hinter das Messvolumen fokussiert [116]. Dies führt zwangsläufig zu einer nicht konstanten Lichtschnittdicke. In diesen Untersuchungen verringert sich die Lichtschnittdicke von 1,2 mm auf 0,7 mm. Bei einem symmetrischen Geschwindigkeitsfeld um die Mittelachse kommt es in Bereichen geringer Lichtschnittdicke zu einem höheren Partikelverlust durch die *out-of-plane*-Komponente der Drallströmung. Der erhöhte Partikelverlust führt einer Zunahme der Messfehler. Um dieses Problem zu minimieren, wird in allen folgenden Untersuchungen ein Lichtschnitt mit konstanter Lichtschnittdicke verwendet.

7.2.3 Isothermes Strömungsfeld

Das isotherme Strömungsfeld am Standardbetriebspunkt bei einer Drallzahl von $S = 0,7$, einem Stufungsverhältnis von $SV = 10\%$ und einem Effusionskühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15 \text{ g/s}$ an der TUDA-Geometrie ist in Abbildung 7.11 gezeigt. Die Dynamik der PIV-Messung ist nicht ausreichend, um das gesamte Strömungsfeld mit guter räumlicher und zeitlicher Diskretisierung zu vermessen. Daher wird das Strömungsfeld aus den vier Bildausschnitten PIV1 bis PIV3 und PIV5 zusammengesetzt. Die Aufnahme zeigt die Stromlinien der Ensemble-gemittelten axialen und radialen Geschwindigkeitskomponenten aus je $n = 2500$ Einzelschüssen. Als Farbinformation ist der Betrag der Absolutgeschwindigkeit $v_{\text{abs}} = \sqrt{v_{ax}^2 + v_{rd}^2 + v_{tan}^2}$ hinterlegt. Das Koordinatensystem entspricht der Ausdehnung des Flammrohrs. Auf der Ordinate ist die z-Komponente aufgetragen. Der kollimierte Lichtschnitt propagiert von 50 mm bis -50 mm. Die effusionsgeköhlte Wand befindet sich bei -50 mm. Der Eintritt der Strömung erfolgt durch das Mischrohr bei $x = 0$ mm.

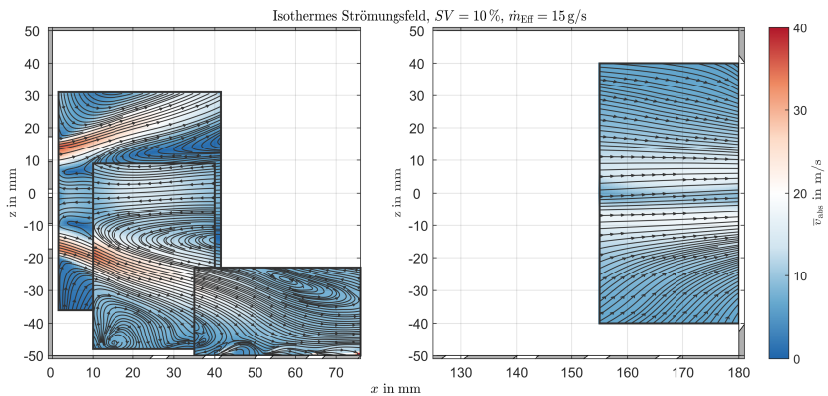


Abbildung 7.11: Isothermes Strömungsfeld im Flammrohr zusammengesetzt aus Messungen in den Bildbereichen PIV1, PIV2, PIV3 und PIV5. Die Struktur von Drallbrenner und Flammrohr sind in grau hinterlegt.

Das Strömungsfeld zeigt die typischen Merkmale einer stark verdrahten Strömung. Die Hauptströmung (HS) tritt aus dem Mischrohr aus und expandiert nach dem Flächen sprung unter einem Öffnungswinkel von $\alpha_{NR} = \pm 20,5^\circ$ zur Wand. Die Ausströmung ist symmetrisch zur Flammrohrachse. Durch die Drallströmung bildet sich im Zentrum des Flammrohrs eine innere Rezirkulationszone (IRZ) aus [136]. Die Ausdehnung der IRZ erstreckt sich in axialer Richtung über den gesamten Bildbereich der FOVs PIV1 bis PIV3. Der Stagnationspunkt liegt nicht innerhalb der Bildbereiche. Am äußeren Rand der Hauptströmung bildet sich ein äußeres Rezirkulationsgebiet (ÄRZ) aus. Diese erstreckt sich in axialer Richtung bis über die erste Kühlluftbohrung bei $x = 27,76$ mm. Zwischen den Rezirkulationszonen und der Hauptströmung bildet sich eine Scherzone mit hohen Fluktuationen und geringer Geschwindigkeiten aus, in der sich im reagierenden Fall die Flamme stabilisieren kann. Ein Einfluss des Pilotmassenstroms im nicht reagierenden Strömungsfeld ist anhand der Stromliniendarstellung nicht sichtbar. Im FoV PIV3 sind die Kühlluft-Freistrahlen auf der Mittelachse der effusionsgekühlten Platte klar erkennbar. Im Bildbereich PIV5 ist die IRZ zusammengebrochen. Die Strömung wird zum Eintritt in die konvergente Düse beschleunigt und tritt aus dem Flammrohr aus. Durch die Überlagerung der Geschwindigkeitsprofile aus den teilweise überlappenden Bildausschnitten kann sowohl die Reproduzierbarkeit der Betriebsbedingungen überprüft als auch die Validierung der Messtechnik durchgeführt werden. Abbildung 7.12 zeigt die Geschwindigkeitsprofile an den axialen Koordinaten $x = 15$ mm, $x = 25$ mm und $x = 36$ mm entlang der wandnormalen z -Koordinate aus den FoVs PIV1 bis PIV3.

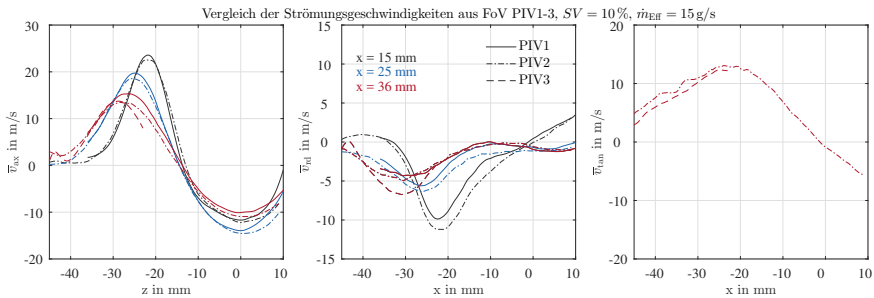


Abbildung 7.12: Überlagerung der Geschwindigkeitsprofile aus den FoVs PIV1 bis PIV3. Die Bildausschnitte werden über die Darstellung der Linien unterschieden. Messungen in PIV1 sind als durchgezogene Linie gezeichnet. PIV2 wird durch eine Strichpunkt und PIV3 als gestrichelte Linie dargestellt. Die Farbe der Linie entspricht der axialen Koordinate des Profils. Die Geschwindigkeiten werden bei $x = 15$ mm (schwarz), $x = 25$ mm (blau) und $x = 36$ mm (rot) extrahiert.

Verglichen werden Strömungsprofile der ensemblegemittelten Axial- und Radialgeschwindigkeiten in PIV1 bis PIV3 sowie die Tangentialgeschwindigkeit aus den 2D3C-Messungen in PIV2 und PIV3. Die Unterscheidung der axialen Koordinate der Profile erfolgt anhand der Linienfarbe. Je nach Bildausschnitt wird eine andere Linienform gewählt. Zwischen den Bildausschnitten PIV1 und PIV2 herrscht an allen Messpositionen eine sehr gute Übereinstimmung. Die Scherzone zwischen Hauptströmung und IRZ wird genau getroffen. Lokale Maxima und Minima liegen an identischen z -Koordinaten. Die Unterschiede in den Geschwindigkeitsbeträgen betragen $0 \pm 10\%$. An der Position $x = 36$ mm ist zusätzlich ein Vergleich zu dem Bildausschnitt PIV3 möglich. Im Vergleich zu PIV1 und PIV2 ergeben sich bei PIV3 erhöhte Abweichungen, vor allem in der Radialgeschwindigkeit. Ein Grund ist nicht bekannt. Die Axial- und Tangentialgeschwindigkeiten in PIV2 und PIV3

sind nahezu identisch.

Insgesamt ergeben sich für die Überlagerung ein gutes Ergebnis. Die kombinierte Unsicherheit, zusammengesetzt aus der Reproduzierbarkeit der Randbedingungen an verschiedenen Messtagen, kombiniert mit der Verwendung unterschiedlicher Messaufbauten, beträgt $\pm 10\%$.

Zur Quantifizierung der Unterschiede im Strömungsfeld zwischen pilotierter und mager vorgemischter Konfiguration sind in Abbildung 7.13 Mittelwert und Standardabweichung der axialen, radialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten gegenübergestellt. Die Messungen werden an den Positionen $x = 1,5\text{ mm}$, $x = 5\text{ mm}$, $x = 25\text{ mm}$ und $x = 160\text{ mm}$ verglichen. Auf der Abszisse ist die wandnormale Koordinate z in mm aufgetragen. Die Ordinate zeigt die jeweilige Geschwindigkeitskomponente in m/s. Die Strömungsgeschwindigkeit im pilotierten Fall ist in rot, für die mager vorgemischte Strömung in blau eingezeichnet. In den beiden dem Mischrohr nahen Messpunkten bei $x = 1,5\text{ mm}$ und $x = 5\text{ mm}$ liegen keine Messungen der Tangentialgeschwindigkeiten vor.

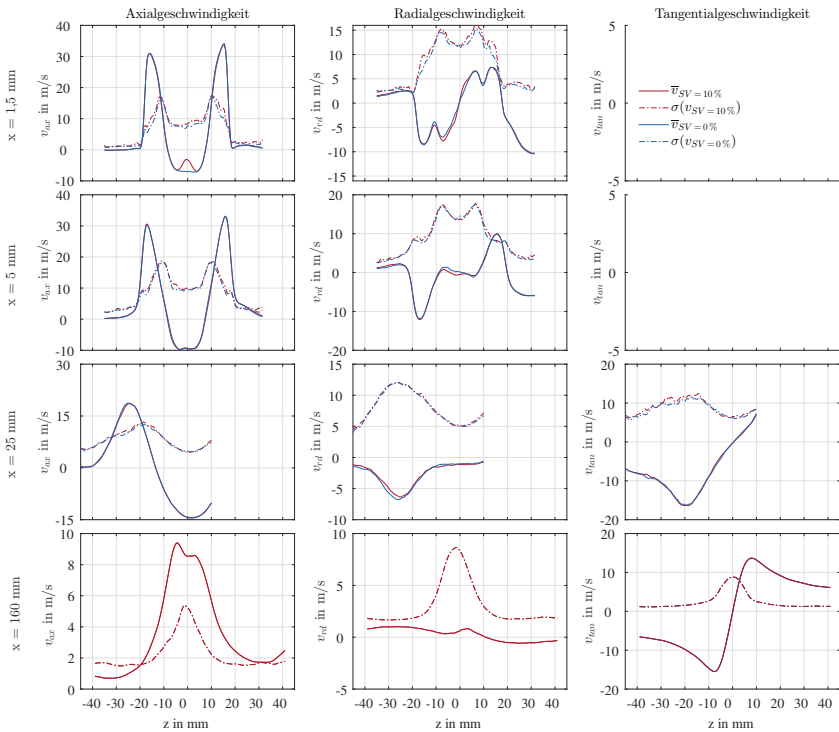


Abbildung 7.13: Vergleich der Strömungsgeschwindigkeiten im isothermen Fall bei pilotierter und mager vorgemischter Strömung. Das Strömungsfeld ist weitgehend achsensymmetrisch. Die Strömungsgeschwindigkeiten der pilotierten Strömung sind in Rot, der mager vorgemischten in Blau dargestellt. Mittelwert (durchgezogene Linie) und Standardabweichung (Strichpunkt-Linie) zeigen in beiden Fällen einen identischen Verlauf.

Wie zu erwarten, zeigen die Messungen eine nahezu vollständige Übereinstimmung zwischen dem Stufungsverhältnis von $SV = 10\%$ und $SV = 0\%$. Sowohl Mittelwert als auch Standardabweichung sind innerhalb der Messgenauigkeit identisch. Der Einfluss des Pilotmassenstroms ist lediglich in der Messung bei $x = 1,5\text{ mm}$ sichtbar. Der Eintrittsimpuls des Piloten ist bei einem Stufungsverhältnis von $SV = 10\%$ zu gering, um tief in die IRZ einzudringen. Ab $x = 5\text{ mm}$ sind die Strömungsprofile wieder identisch. Mit zunehmendem axialen Abstand vom Mischrohr expandiert die Hauptströmung in Richtung Wand. Die Axial- und Radialgeschwindigkeiten werden entsprechend geringer. Die Scherzonen zwischen IRZ, HS und ÄRZ sind durch lokale Maxima in den Standardabweichungen klar zu erkennen. Die Strömung ist weitgehend symmetrisch zur Mittelachse des Flammrohres. Der Unterschied am Ort der höchsten Axialgeschwindigkeit der Hauptströmung beträgt bei $x = 1,5\text{ mm}$ 2 m/s bzw. 5% des Maximalwertes. Die Abweichung im Betrag der Radialgeschwindigkeit beträgt ebenfalls 5% . Im Profil bei $x = 160\text{ mm}$ ist zwischen $-40\text{ mm} < z < -20\text{ mm}$ die Erhöhung der Axialgeschwindigkeit durch die Kühlluftfeinblasung bei $z = -50\text{ mm}$ erkennbar. Die Tangentialgeschwindigkeit zeigt den typischen Verlauf eines Rankine-Wirbels um die Mittelachse des Flammrohres.

Die Einstromung der Effusionskühlluft wird im hochaufgelösten Bildausschnitt PIV3 untersucht. Abbildung 7.14 zeigt die Geschwindigkeitsfelder für die TUDA- und die RR-Geometrie. An der TUDA-Geometrie werden die Kühlluftmassenströme $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15\text{ g/s}$ und $\dot{m}_{\text{Eff}} = 7,5\text{ g/s}$ untersucht. An der RR-Geometrie $\dot{m}_{\text{Eff}} = 12,5\text{ g/s}$. Auf der Abszisse ist die Brennkammerkoordinate in axialer Richtung aufgetragen. Die Ordinate zeigt die wandnormale Koordinate z . Die Effusionskühlgeometrie ist in Grau hinterlegt, weiße Bereiche kennzeichnen die Kühlluftbohrungen.

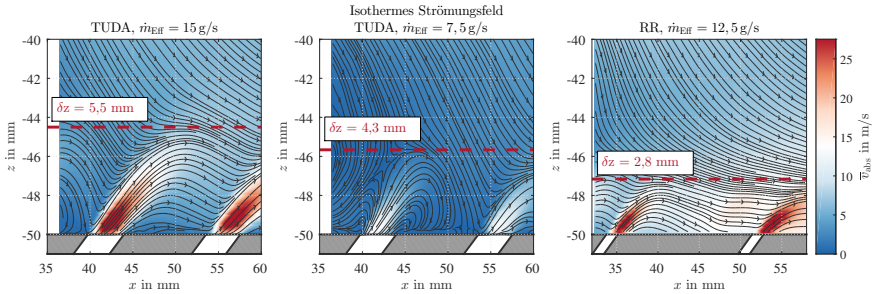


Abbildung 7.14: Isothermes Strömungsfeld in der Flamme-Kühlluft-Interaktionszone für die TUDA- und RR-Geometrie am Standardbetriebspunkt. Die Eindringtiefe δz variiert je nach Kühlluftmassenstrom und Geometrie.

Die Hauptströmung propagiert mit negativer Radialgeschwindigkeit in Richtung Effusionskühlplatte. Durch die Wand wird die Strömung umgelenkt. Die Freistrahlen der Kühlluft dringen entgegen der Hauptströmung in das Strömungsfeld ein. Von der nicht reagierenden Hauptströmung heben sich die Freistrahlen klar durch die höhere Absolutgeschwindigkeit hervor. Die Distanz zur Wand, an der die Radialkomponente den Wert null annimmt, wird als Eindringtiefe δz definiert. Erwartungsgemäß nimmt die Eindringtiefe bei einer Verringerung des Kühlluftmassenstroms ab. Bei $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15\text{ g/s}$ dringt die Kühlluft $5,5\text{ mm}$ in die Strömung ein. Bei einer Halbierung des Kühlluftmassenstroms verringert sich der Wert auf $4,3\text{ mm}$. Bei dem Kühlluftmassenstrom von $7,5\text{ g/s}$ wird die Strömung der Kühlluft stark

von der ÄRZ beeinflusst. Die ÄRZ reicht bis zu der ersten Bohrung im Bildausschnitt und rezirkuliert im Mittel einen Teil der Kühlluft. Dieses Verhalten ist bei 15 g/s nicht zu beobachten. An der RR-Geometrie treten trotz höherem Kühlluftmassenstrom geringere Eindringtiefen von 2,8 mm auf. Eine Übersicht der Eindringtiefen ist in Tabelle 7.1 aufgeführt. Wie die Resultate des isothermen Strömungsfeldes vermuten lassen, zeigt sich kein Unterschied zwischen der pilotierten und der mager vorgemischten Konfiguration.

Tabelle 7.1: Eindringtiefen der Kühlluft-Freistrahlen bei isothermer Strömung. Bei $\dot{m}_{\text{Eff}} = 7,5 \text{ g/s}$ wird nur bei $SV = 10 \%$ gemessen, da kein Unterschied zu $SV = 0 \%$ zu erwarten ist.

Bezeichnung	SV in %	\dot{m}_{Eff} in g/s	δz in mm
TUDA-LS-PP-HC	10	15	5,5
TUDA-LS-PP-LC	10	7,5	4,3
TUDA-LS-LP-HC	0	15	5,5
RR-LS-PP-IC	10	12,5	2,8

7.3 Charakterisierung des Drallbrenners bei reagierender Strömung

In dem folgenden Abschnitt werden die Auswirkungen der Variation des Stufungsverhältnisses auf das Strömungsfeld, die Gasphasentemperatur sowie die Topologie der Flamme diskutiert. Falls nicht explizit erwähnt, werden alle Messungen beim Standardbetriebspunkt bei einem Kühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15 \text{ g/s}$ an der TUDA-Geometrie durchgeführt.

7.3.1 Reaktives Strömungsfeld

Das reagierende Strömungsfeld am Standardbetriebspunkt bei pilotierter Flamme ($SV = 10\%$) ist in Abbildung 7.15 dargestellt. Die Art der Darstellung ist analog zur Abbildung 7.11 des isothermen Strömungsfeldes. Im Vergleich zum nicht reagierenden Strömungsfeld zeigt sich schon an dem Verlauf der Stromlinien der stärkere Einfluss des Piloten auf das Strömungsfeld. In der IRZ entstehen zwei weitere kleinere Rezirkulationsblasen (PRZ1, PRZ2) mit einem Stagnationspunkt 15 mm stromab des Mischrohrs. Aufgrund der thermischen Expansion der Verbrennungsgase steigt die Absolutgeschwindigkeit im Vergleich zum nicht reagierenden Fall stark an. Da die zentrale Rezirkulation mehr Raum einnimmt, steigt die Aufweitung der Strömung von $\alpha_{\text{NR}} = \pm 20,5$ im nicht reagierenden Fall auf $\alpha_{\text{R}} = \pm 29,5^\circ$ an. Durch die größere Aufweitung trifft die HS bereits 30 mm stromab des Mischrohrs auf die Effusionskühlplatte. Die ÄRZ wird entsprechend eingeschnürt und reicht nicht mehr in den hochaufgelösten Bildausschnitt PIV3 hinein. Die Eindringtiefe der Kühlluftjets nimmt ebenfalls ab. Aus der Verschiebung der Rotationszentren der IRZ wird gefolgert, dass sich die IRZ weiter stromab ausdehnt.

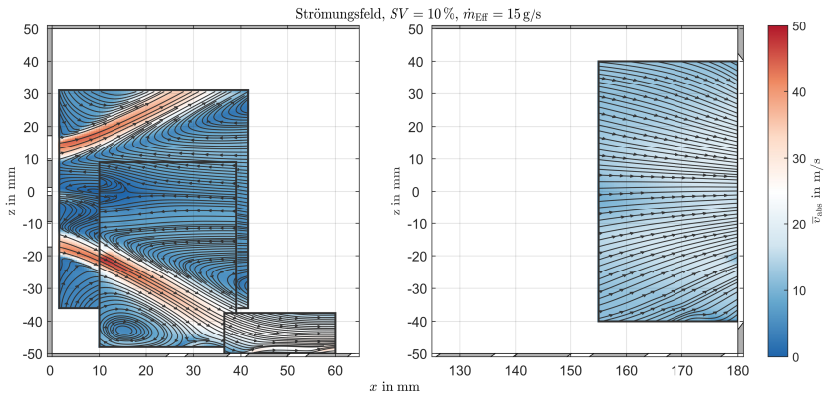


Abbildung 7.15: Strömungsfeld der reaktiven Strömung im pilotierten Betrieb, zusammengesetzt aus Messungen in den Bildbereichen PIV1, PIV2, PIV4 und PIV5. Die Struktur von Drallbrenner und Flammrohr sind in grau hinterlegt.

Ein direkter Vergleich zwischen den Strömungsfeldern im isothermen bzw. bei pilotierter und mager vorgemischter Flamme ist in Abbildung 7.16 dargestellt. Die Messpositionen und Darstellung ist analog zu Abbildung 7.13 gewählt. Die Geschwindigkeitsprofile der

isothermen Strömung sind in Schwarz eingezeichnet. Wie bereits an der Absolutgeschwindigkeit zu sehen war, steigen die Beträge aller Geschwindigkeitskomponenten durch die Expansion der heißen Verbrennungsgase stark an. Das Strömungsfeldes ist weitgehend symmetrisch. Der Unterschied in den Beträgen der maximalen Axial- und Radialgeschwindigkeiten entlang der Symmetrieachsen beträgt maximal 5 % respektive 10 %. Im Vergleich zu den isothermen Messungen werden die turbulenten Fluktuationen in der IRZ aufgrund der steigenden Viskosität der heißen Abgase stark gedämpft. Die Standardabweichung sinkt. Überraschenderweise sind die Strömungsprofile bei mager vorgemischter und pilotierter Flamme nahezu identisch. Lediglich im Einflussbereiche der Pilotströmung in der IRZ sind systematische Unterschiede vorhanden. Der reagierende Brennstoff-Freistrahls des Piloten propagiert mit hoher Axialgeschwindigkeit in die IRZ. Der Einfluss ist bis in das Axialgeschwindigkeitsprofil bei $x = 25 \text{ mm}$ messbar.

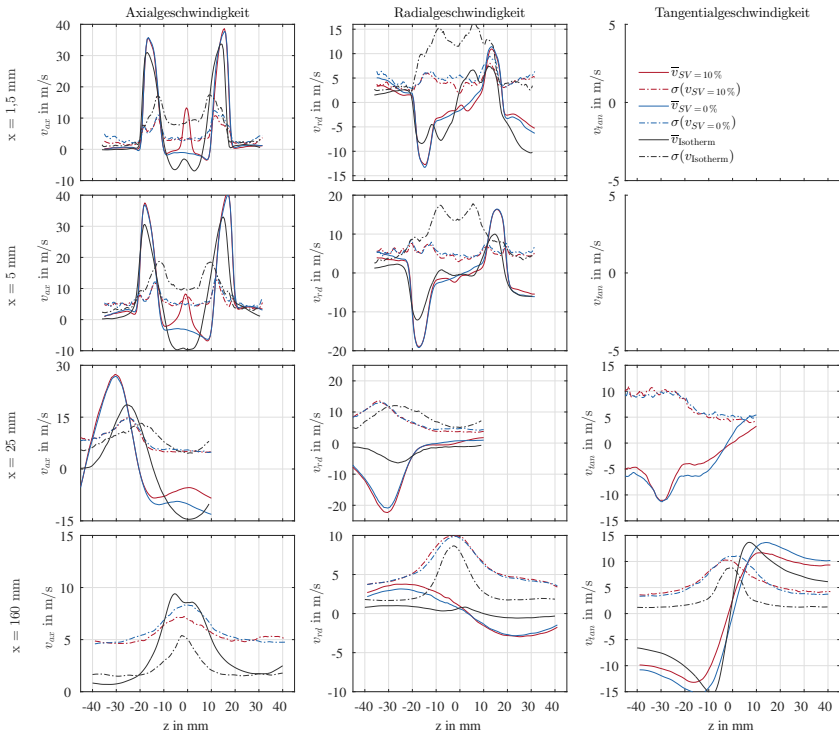


Abbildung 7.16: Mittelwert und Standardabweichung in isothermere (Schwarz) und reagierender Strömung. Pilotiert (Rot), Mager vorgemischt (Blau).

7.3.2 Topologie der Reaktionszone

Die Bestimmung der Flammenfront erfolgt über die Detektion der steilsten OH-Gradienten. Wie in Abschnitt 6.2.4 beschrieben, ist die Auswertung in der hochturbulenten

Strömung jedoch sehr fehlerbehaftet, da eine einwandfreie Trennung zwischen transportiertem und produziertem OH-Radikal nicht möglich ist. Aus den vorgestellten Ergebnissen können daher nur Tendenzen abgelesen werden.

Die Abbildungen 7.17 und 7.18 zeigen jeweils eine Momentaufnahme, die ensemblegemittelte Flammenfront und Isoflächen der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Flamme bei pilotiertem bzw. mager vorgemischtem Betrieb im Bildausschnitt OHLIF1. Auf den Abszissen ist jeweils die axiale Koordinate x , auf der Ordinate die wandnormale Koordinate z aufgetragen. Die mischrohrnahe Geometrie ist in Hellgrau hinterlegt. Pilot bzw. Hauptströmung werden durch die in weiß eingezeichneten Öffnungen bei $z = \pm 1,25$ mm bzw. zwischen $\pm 9,75$ mm $< z < \pm 17,25$ mm eingedüst. In den Momentaufnahmen ist die OH-Fluoreszenz in Falschfarbendarstellung normiert auf das maximale Signal dargestellt. Die detektierte Flammenfront ist in Schwarz eingezeichnet. In der Darstellung der gemittelten Flammenfront steigt die Häufigkeit für das Vorhandensein einer Flamme von blau nach rot an. Durch den Bildverstärker kommt es in den Randbereichen der FoVs zwischen 0 mm $< x < 8$ mm und -25 mm $< z < -15$ mm bzw. 15 mm $< z < 20$ mm zu Abschattungen des Detektors. Die Bereiche werden maskiert und in Weiß hinterlegt.

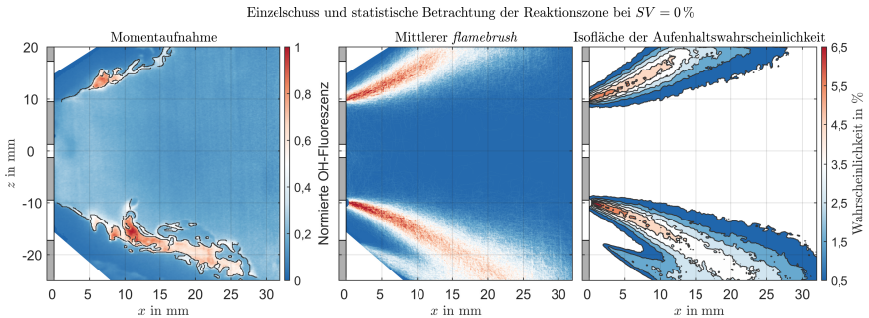


Abbildung 7.17: Momentaufnahmen und ensemblegemittelte Flammenfront und Isofläche der Aufenthaltswahrscheinlichkeit bei mager vorgemischter Verbrennung ($SV = 0\%$). Abbildung 3 zeigt die Ensemble Mittelung der detektierten Flammenfront. Die Darstellung ist auf den Maximalwert normiert.

Die Ergebnisse der mager vorgemischten Flamme sind in Abbildung 7.17 gezeigt. Die Reaktionszone ist durch den Anstieg der OH-Fluoreszenz gekennzeichnet und hauptsächlich in der Scherzone zwischen IRZ und HS lokalisiert. In seltenen Fällen tritt ein hoher OH-Gradient zwischen ÄRZ und HS auf. Die Reaktionszone ist stark verwinkelt und weist Hinterschnidungen und Inselbildungen auf, wie im Bereich zwischen 15 mm $< x < 30$ mm und -25 mm $< z < -15$ mm erkennbar ist. Die Gradienten zwischen der OH-freien Hauptströmung und dem Auftreten von transportiertem und produziertem OH verlaufen sehr flach. Insbesondere Inseln von nicht verbranntem Gemisch in der unmittelbaren Nachbarschaft zu einer ausgeprägten Reaktionszone werden daher nicht immer korrekt erkannt (vgl. Insel bei 15 mm $< x < 20$ mm, $-12,5$ mm $< z < -17,5$ mm im Einzelschuss). Wie anhand des mittleren *flamebrushs* zu erkennen ist, findet entlang der Mittelachse des Flammrohrs in der IRZ keine Reaktion statt. Im zentralen Bereich des Flammrohrs liegt eine nahezu homogene Verteilung an Gleichgewichts-OH vor. Im Vergleich zu den CL-Messungen weist die gemittelte Flammenfront auf eine hohe Wärmeabfuhr im Nachlauf des Staukörpers hin. Aufgrund von Stoßlöschung in Gebieten hoher Turbulenz unterschätzen die CL-Messungen die Wärmeabfuhr in diesem Gebiet [88].

Die pilotiert vorgemischte Flamme in Abbildung 7.18 zeigt ein fundamental anderes Bild.

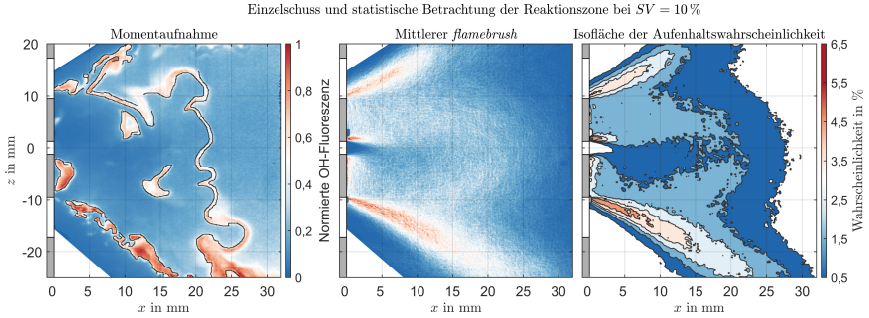


Abbildung 7.18: Momentaufnahmen und ensemblegemittelte Flammenfront und Isofläche der Aufenthaltswahrscheinlichkeit bei pilotiert vorgemischter Verbrennung ($SV = 10\%$). Die Darstellung ist auf den Maximalwert normiert.

Der nicht vorgemischte Pilot erzeugt eine großskalige Reaktionsfront im Bereich der IRZ. Die Verwinkelung dieser Flammenfront ist weit weniger stark ausgeprägt als bei der mager vorgemischten Flamme. Position und Länge variieren stark sowohl in axialer als auch in radialer Richtung. Die maximale Ausdehnung beträgt ≈ 30 mm in axialer Richtung. In radialer Richtung schwankt die Flamme über den gesamten Bildbereich. Im Bereich der Scherzonen zwischen HS und IRZ, erkennbar zwischen -20 mm $< z < -10$ mm bzw. 5 mm $< x < 10$ mm, kommt es zu ähnlich hohen kleinskaligen Verwinkelungen der Reaktionszone wie bei der rein vorgemischten Flamme. Die große Streubreite der Pilotflamme wird am Ensemblemittel der Flammenfront sichtbar.

Für den Bildausschnitt OHLIF2 ist eine Gegenüberstellung der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten in Abbildung 7.19 dargestellt. Form und Ausdehnung der Flammen stimmen gut mit den Ergebnissen der CL-Messungen aus Abschnitt 5.3.1 überein. Die mager vorgemischte Flamme zeigt im Vergleich zum pilotierten Betrieb eine höhere Aufenthaltswahrscheinlichkeit im wandnahen Bereich.

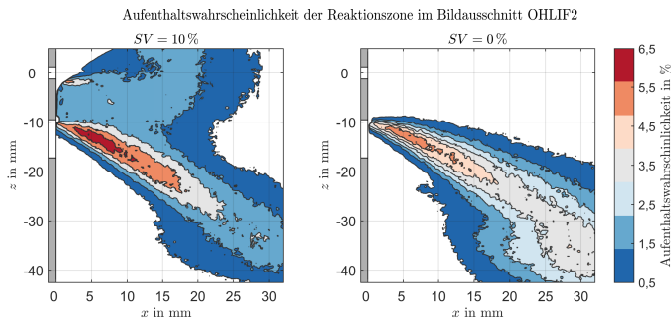


Abbildung 7.19: Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Flammenfront im Bildausschnitt OHLIF2.

7.3.3 Gasphasentemperatur

Der Einfluss des Stufungsverhältnisses auf das Temperaturfeld im Flammrohr wird anhand eines axialen Temperaturprofils entlang der Mittelachse des Flammrohres und an fünf Radialprofilen entlang der wandnormalen Koordinate untersucht. Mittelwert und Standardabweichung entlang des Axialprofils sind in Abbildung 7.20 gezeigt. Die Temperatur der mager vorgemischten Flamme ist in blau, die der pilotierten in rot dargestellt. Der erste Messpunkt befindet sich 1,5 mm stromab des Mischrohres.

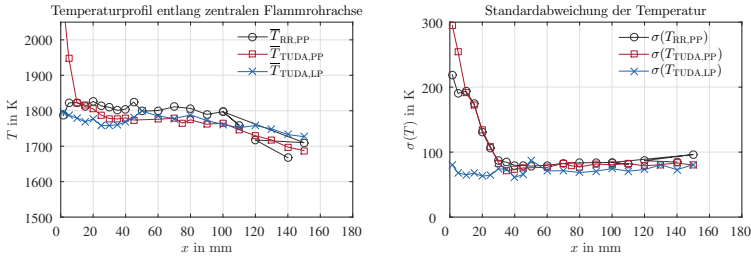


Abbildung 7.20: Mittelwert und Standardabweichung bei pilotierter und mager vorgemischter Flamme. Messungen bei $SV = 10\%$ sind in Rot, bei $SV = 0\%$ in Blau dargestellt.

Das Temperaturprofil bei mager vorgemischter Flamme verläuft bei leicht fallender Tendenz annähernd konstant bei ≈ 1775 K. Die höchste Temperatur wird 50 mm stromab des Mischrohres gemessen. Der Ort korrespondiert mit dem Ort der höchsten Luminenz aus den Chemilumineszenzaufnahmen in Kapitel 5.3.1. Die gemessene Temperatur liegt etwa ≈ 180 K unterhalb der adiabaten Flammentemperatur²⁴ von 1958 K. Eine systematische Abweichung in der Temperaturbestimmung ist gemäß den Validierungen des CARS-Aufbaus in Abschnitt 6.4.4 für die gemessene Temperatur zu vernachlässigen. Die geringere Temperatur wird daher auf Wärmeverluste durch Strahlung, Wärmeleitung in der Struktur des Flammrohres sowie die Rezirkulation der eingebrachten Kühlluft zurückgeführt. Eine Quantifizierung der jeweiligen Anteile der möglichen Phänomene ist jedoch nicht möglich, da zu viele Parameter unbekannt sind. Die Standardabweichung ist entlang des gesamten Profils konstant bei ≈ 70 K. Der Wert liegt in der Größenordnung der Standardabweichung der Validierungsmessung und weist auf stark gedämpfte Fluktuationen im Gebiet der IRZ hin. Das Ergebnis ist konsistent zu den geringen Fluktuationen aus den PIV-Messungen und dem Fehlen jeglicher Flammenfronten im Bereich der IRZ aus den OH-LIF-Messungen.

Im Fall der pilotierten Flamme liegt die Maximaltemperatur mit 2100 K ungefähr 300 K oberhalb der Gastemperatur im mager vorgemischten Betrieb. Verursacht wird dieser Anstieg durch das lokal erhöhte Äquivalenzverhältnis im Einflussbereich des Piloten. Die mittlere Temperatur im mischrohrnahen Bereich ist jedoch durch systematische Messfehler zu höheren Temperaturen verschoben. Wie die Momentaufnahmen der OH-LIF-Messungen in Abschnitt 7.3.2 zeigen, fluktuiert der Ort und die Ausdehnung der Pilotflamme in hohem Maß. Im CARS-Messvolumen liegt daher entweder verbranntes Abgas oder nicht verbranntes CH_4 vor. Bei axialem Abstand von $x = 1,5$ mm befinden sich im Messvolumen in ungefähr 33 % der Einzelschüsse genügend CH_4 -Moleküle, um den

²⁴Die adiabate Flammentemperatur wird nach dem GRI-MECH-3.0-Mechanismus bei einem Druck von $p = 0,25$ MPa und einem Äquivalenzverhältnis von $\Phi = 0,65$ berechnet. Als Gemischtemperatur werden 573 K angenommen (vgl. Kapitel 5, Abschnitt 5.2.2). Als Brennstoff wird reines CH_4 verwendet.

Detektor durch das nicht resonante CH_4 -Signal zu sättigen. Eine Auswertung dieser Einzelschüsse ist nicht möglich. Nur in den Einzelschüsse mit teilweise verbranntem Abgas fällt die Konzentration der CH_4 -Moleküle soweit ab, dass eine Auswertung der Signale möglich ist. Die Temperatur wird dadurch in diesen Bereichen systematisch überschätzt. Mit zunehmendem Abstand sinkt die Anzahl der gesättigten Einzelschüsse von 33 % bei 1,5 mm auf unter 5 % bei 25 mm stromab des Mischrohrs. Der Einfluss der Pilotflamme auf das axiale Temperaturprofil ist bis 30 mm stromab des Mischrohrs messbar. Ab diesem Punkt zeigt das Temperaturprofil am pilotierten Betriebspunkt ein konstanten Verlauf bei $\approx 1775 \text{ K}$, bevor es ab 100 mm stromab des Mischrohrs auf den Minimalwert von $\approx 1700 \text{ K}$ absinkt. Insgesamt fällt die Temperaturabsenkung mit zunehmendem axialen Abstand vom Mischrohr im pilotierten Betrieb stärker aus als bei mager vorgemischter Flamme. Ein Grund könnte der erhöhte Strahlungswärmeaustausch durch die rußende Verbrennung sein.

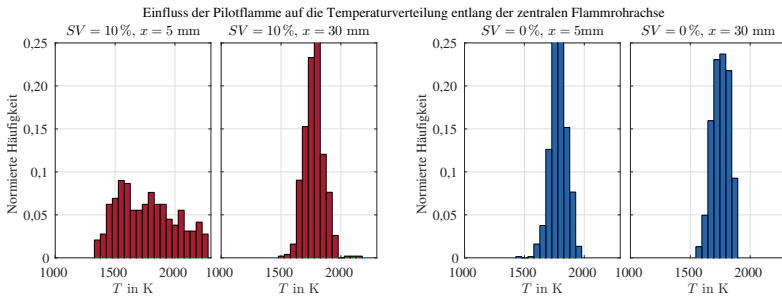


Abbildung 7.21: Häufigkeitsverteilung der Einzelschusstemperaturen bei $x = 5 \text{ mm}$ und $x = 30 \text{ mm}$ stromab des Mischrohrs.

Die Eindringtiefe des Piloten ist auch an der Häufigkeitsverteilung der Momentantemperaturen ermittelbar. Abbildung 7.21 zeigt eine Gegenüberstellung aller Einzelschusstemperaturen für die pilotierte (rot) und die mager vorgemischte Flamme (blau) an den Messpunkten $x = 5 \text{ mm}$ und $x = 30 \text{ mm}$. Auf der Ordinate sind die Einzelschusstemperaturen in 25-K-Intervallen aufgetragen. Die Abszisse zeigt die relative Häufigkeit. Im mager vorgemischten Fall zeigen die Verteilungen an beiden Positionen eine identische Form. Für die pilotierte Flamme ergibt sich im Einflussbereich des Piloten ($x = 5 \text{ mm}$) ein breites Spektrum der Einzeltemperaturen. Im Einzelschuss werden Temperaturen von bis zu $\approx 2300 \text{ K}$ gemessen. Je nach zugrunde gelegter Verbrennungslufttemperatur beträgt die adiabate Flammentemperatur einer Diffusionsflamme für ein Äquivalenzverhältnis von $\Phi = 1$ zwischen 2250 K und 2380 K [147]. Mit zunehmendem axialen Abstand vom Mischrohr gleicht sich die Häufigkeitsverteilung im pilotierten Betrieb der im mager vorgemischten an. Bei 30 mm ist keine Änderung mehr sichtbar, was auf ein Fehlen von Reaktionszonen in diesem Bereich hinweist.

Der Vergleich der radialen Temperaturprofile ist in Abbildung 7.22 dargestellt. Aufgetragen sind die gemittelte Temperatur, die Standardabweichung sowie die Differenz der mittleren Temperaturen zwischen pilotierter und mager vorgemischter Flamme $\Delta\bar{T} = \bar{T}_{SV=10} - \bar{T}_{SV=0}$ entlang der wandnormalen Koordinate z . Analog zu den Geschwindigkeitsprofilen zeigen sich überraschenderweise auch hier nur geringfügige Unterschiede in beiden Konfigurationen.

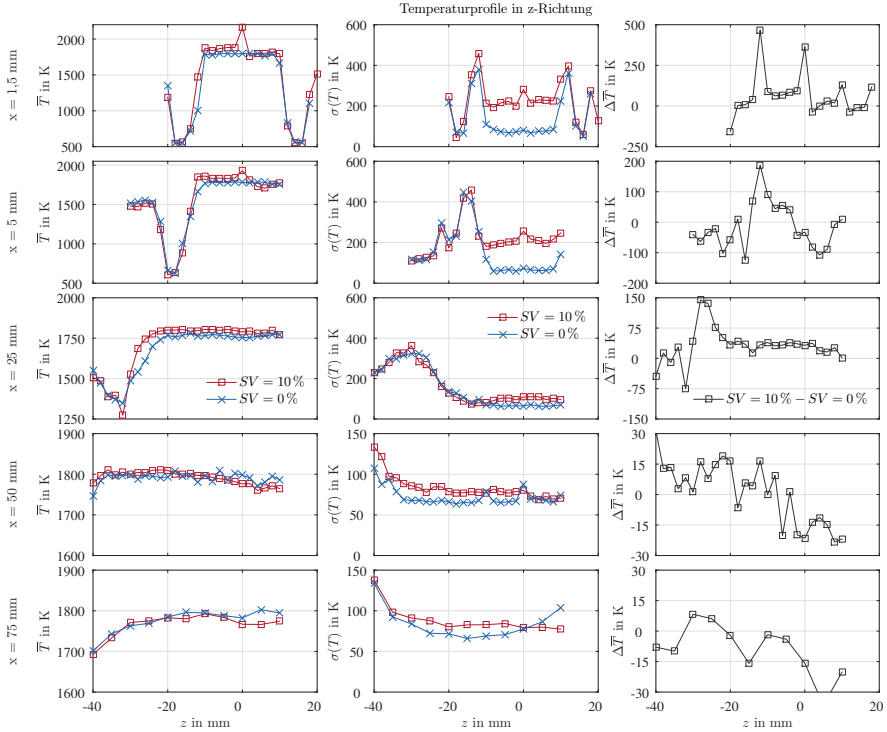


Abbildung 7.22: Mittelwert und Standardabweichung der radialen Temperaturprofile bei pilotierter und mager vorgemischter Flamme. Die Differenz der mittleren Temperaturen $\Delta\bar{T}$ wird aus der Temperaturdifferenz der pilotierter und mager vorgemischter gebildet. $\Delta\bar{T} = \bar{T}_{SV=10} - \bar{T}_{SV=0}$.

Die Einstromung des unverbrannten, vorgewärmten Brennstoff-Luft-Gemischs ist deutlich in den Profilen bei $x = 1,5\text{ mm}$ und $x = 5\text{ mm}$ anhand der Regionen niedriger Temperatur zu identifizieren. Unabhängig vom Stufungsverhältnis beträgt die Temperatur am Einstrom $\approx 550\text{ K}$. Der Wert liegt etwa 25 K unterhalb der mit Thermoelementen in isothermer Strömung gemessenen Temperatur an dieser Stelle. Grund für diese Abweichung ist die in Abschnitt 6.4.4 thematisierte Unterschätzung der Temperatur im Niedertemperaturbereich. Der Verlauf der Reaktionszone kann anhand der lokalen Maxima der Standardabweichung identifiziert werden. In der Scherzone zwischen Hauptströmung und innerem bzw. äußerem Rezirkulationsgebiet steigt die Standardabweichung durch die turbulente Reaktionszone stark an. Die höheren mittleren Temperaturen im Kernbereich

des Flammrohres deuten darauf hin, dass der Hauptumsatz des Brennstoffs zwischen der inneren Rezirkulationszone und Hauptströmung stattfindet. Die Temperaturerhöhung in der äußeren Rezirkulation fällt schon 5 mm stromab des Mischrohres in einem Bereich, der noch nicht durch die Effusionskühlung abgedeckt wird, geringer aus. Die Ergebnisse aus den OH-LIF-Messungen weisen ebenfalls eine geringere Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Flamme auf. Die Standardabweichung in der inneren Rezirkulation zeigt erneut den Einfluss des zentral gelegenen Piloten. Im Vergleich zur mager vorgemischten Flamme sind die Fluktuationen durch die alternierende Flamme bei $x = 1,5$ mm und $x = 5$ mm um den Faktor drei erhöht. Bei $x = 25$ mm ist die maximale Eindringtiefe des Piloten erreicht, die Verläufe gleichen sich an. Entlang der Profile stromab der Flamme ab $x = 50$ mm weisen die Temperaturprofile im Zuge der Messgenauigkeit sowohl in der mittleren Temperatur als auch bei der Standardabweichung identische Werte auf. Der Einfluss der Effusionskühlung macht sich bei den weiter stromab befindlichen Profilen durch den Anstieg der Standardabweichung im wandnahen Bereich ab $z = -35$ mm bemerkbar.

7.3.4 Zusammenfassung

Der Einfluss des Stufungsverhältnisses auf den Drallbrenner wurde durch Messungen des Strömungsfeldes, der Gastemperatur und der Flammentopologie charakterisiert. Das Strömungsfeld zeigt die typischen Merkmale einer stark verdrahten Flamme. Trotz der stark unterschiedlichen Topologie der Flammen sind die Einflüsse auf das Temperatur- und Strömungsfeld an den betrachteten Messpunkten unter Berücksichtigung der Messgenauigkeit vernachlässigbar. Messbare Unterschiede treten lediglich entlang der Flammrohrachse zwischen $x = 0$ mm und $x = 30$ mm auf.

7.4 Einfluss des Stufungsverhältnisses auf die Effusionskühlung

Anhand der Chemilumineszenzaufnahmen aus Kapitel 5.3.1 wird der Bereich des Flamme-Wand-Kontakts abgeschätzt. Die Flamme trifft im Bereich zwischen $x = 25$ mm und $x = 42$ mm auf die Wand. In diesem als Flamme-Kühlluft-Interaktionszone bezeichneten Bereich werden das Strömungsfeld, die Wandtemperatur sowie das wandnahe Temperaturfeld vermessen, um Einflüsse des Stufungsverhältnisses auf diese Größen zu quantifizieren. Variiert werden neben dem Stufungsverhältnis der Kühlluftmassenstrom \dot{m}_{Eff} sowie die Geometrie der Effusionskühlplatte.

7.4.1 Strömungsfeld und Kühlluftverteilung

Analog zur Darstellung des isothermen Strömungsfeldes zeigt Abbildung 7.23 die Stromlinien der axial und wandnormalen Geschwindigkeit in der Flamme-Kühlluft-Interaktionszone. Exemplarisch sind die Strömungsfelder bei pilotierter Flamme für beide Geometrien an den jeweils untersuchten Kühlluftmassenströmen gezeigt. Die Absolutgeschwindigkeit der Hauptströmung ist durch die Expansion der heißen Verbrennungsprodukte gegenüber der isothermen Strömung um den Faktor fünf erhöht. Wie zu erwarten, führt der erhöhte Impuls der Hauptströmung im Vergleich zum gleichbleibenden Impuls der Kühlluftfreistrahlen zu einer Verringerung der Eindringtiefe.

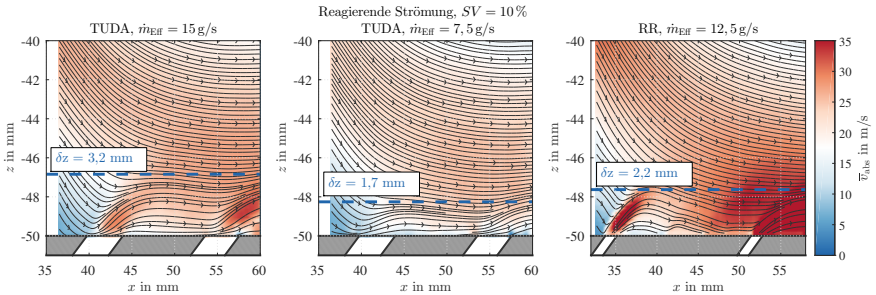


Abbildung 7.23: Stromliniendarstellung der Geschwindigkeiten in der Flamme-Kühlluft-Interaktionszone in reaktiver Strömung. Dargestellt ist die Strömung bei pilotiertem Betrieb. Die Form der Darstellung ist analog zu Abbildung 7.14.

Die Eindringtiefen allen Parametervariationen sind in Tabelle 7.2 aufgeführt. Im Vergleich zu den isothermen Messungen verringert sich die Eindringtiefe an der TUDA-Geometrie für den Kühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15$ g/s um 40 % von $\approx 5,5$ mm auf $\approx 3,2$ mm. Für den Kühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{\text{Eff}} = 7,5$ g/s wird die Eindringtiefe um ≈ 60 % reduziert. Wie im isothermen Fall unterscheiden sich die Änderungen bei pilotierter Strömung nicht von den Resultaten bei mager vorgemischter Flamme. An der RR-Geometrie fällt die Abnahme der Eindringtiefe im reagierenden Fall wesentlich geringer aus als an der TUDA-Geometrie. Eine mögliche Erklärung liefert der höhere Druckverlust über die RR-Platte. Änderungen im lokalen Druckfeld auf der heißen Seite des *liners* wirken sich bei erhöhter Druckdifferenz weniger stark auf den Volumenstrom durch die einzelnen Kühlluftbohrungen aus.

Ein direkter Vergleich des pilotierten und mager vorgemischten Strömungsfeldes an der TUDA-Geometrie wird in Abbildung 7.24 an vier charakteristischen Positionen ausgewertet. Gezeigt sind die gemittelten axialen (v_{ax}) und wandnormalen (v_{rd}) Geschwindigkeiten entlang der wandnormalen Koordinate z für die Stufungsverhältnisse $SV = 0\%$ und $SV = 10\%$ sowie die Variation der Kühlluftmassenströme $\dot{m}_{EFF} = 15\text{ g/s}$ und $\dot{m}_{EFF} = 7,5\text{ g/s}$. Als Referenz sind die Strömungsprofile bei isothermer Strömung in schwarz eingezeichnet. Die gekühlte Brennkammerwand befindet sich bei $z = -50\text{ mm}$. Die Geschwindigkeiten können ab einem Wandabstand von $\Delta z = 0,5\text{ mm}$ verglichen werden. Bei geringeren Wandabständen wird das Signal stark von der Wandreflexion des Laserstrahls an der Wand gestört. Die Messpositionen $x = 38\text{ mm}$ und $x = 52\text{ mm}$ befinden sich jeweils direkt stromauf vor den Kühlluftbohrung im Bildausschnitt. Die Profile bei $x = 43,8\text{ mm}$ und $x = 57,6\text{ mm}$ befinden sich unmittelbar stromab in der Nachlaufströmung der Bohrungen. Die vordere Bohrung befindet sich in der Flamme-Kühlluft-Interaktionszone. An der stromab gelegenen Bohrung ist keine Chemilumineszenz der Flamme mehr messbar.

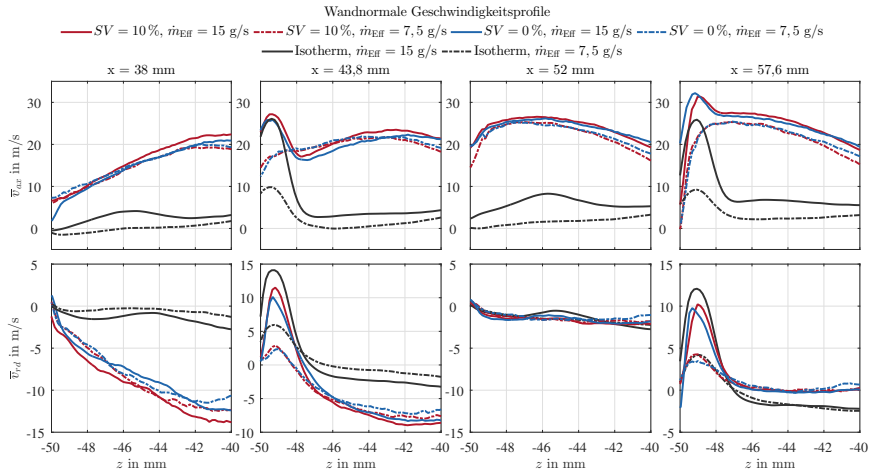


Abbildung 7.24: Vergleich der wandnahen Strömungsgeschwindigkeiten bei einer Variation des Stufungsverhältnisses und des Kühlluftmassenstroms. Die Kühlluftmassenströme $\dot{m}_{EFF} = 15\text{ g/s}$ und $\dot{m}_{EFF} = 7,5\text{ g/s}$ werden als durchgezogene bzw. als Strichpunkt-Linie dargestellt. Die Daten bei mager vorgemischter Flamme sind in blau, bei pilotierter Flamme in rot hervorgehoben. Zum Vergleich sind die Profile der nicht reagierenden Strömung in Schwarz eingezeichnet.

Stromauf der Kühlluftbohrung bei $x = 38\text{ mm}$ beträgt der Unterschied in der Axial- und Radialgeschwindigkeit für die reagierenden Messungen zwischen allen Parametervariationen weniger als 1 m/s . Eine Beeinflussung der Geschwindigkeiten von stromauf liegenden Kühlluftbohrungen kann nicht beobachtet werden. Ein identisches Verhalten zeigt sich an den Geschwindigkeitsprofilen bei $x = 52\text{ mm}$. Auch hier nehmen beide Geschwindigkeitskomponenten nahezu identische Werte an. An den weiter stromab liegenden Messpositionen wird im wandfernen Bereich ab $z = -46\text{ mm}$ ein systematischer Einfluss des Kühlluftmassenstroms auf die Geschwindigkeitsprofile sichtbar. Wie zu erwarten, fällt die Axialgeschwindigkeit für geringere Kühlluftmassenströme niedriger aus, da der Gesamtmassenstrom im Flammrohr sinkt. Im Nachlauf der Bohrungen bei $x = 43,8\text{ mm}$ bzw. $x = 57,6\text{ mm}$ sind bei einem Kühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{EFF} = 15\text{ g/s}$ die eindringenden

Freistrahlen klar erkennbar. Sowohl die radiale als auch die axiale Geschwindigkeitskomponente sind im Vergleich zur Hauptströmung klar überhöht. An der stromauf gelegenen Bohrung sind die Axialgeschwindigkeiten im reagierenden und nicht reagierenden Fall identisch. Stromab ist die Axialgeschwindigkeit im reagierenden Fall um 20 % erhöht. In beiden Fällen kann jedoch nicht unterschieden werden, ob der Geschwindigkeitsbetrag durch die Ausströmung der Kühlluftfreistrahlen oder durch die Mischung von Kühlluft und Hauptströmung zustande kommt. Die Radialgeschwindigkeit ist im Vergleich zur nicht reagierenden Strömung verringert. Dies resultiert in der geringeren Eindringtiefe der Kühlluft.

Bei dem Effusionskühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{\text{Eff}} = 7,5 \text{ g/s}$ ist anhand der Axialgeschwindigkeit keine Unterscheidung zwischen Hauptströmung und Kühlluft möglich, da der Geschwindigkeitsbetrag in der reagierenden Hauptströmung bereits höher ausfällt als die Ausströmgeschwindigkeit der Kühlluftfreistrahlen im nicht reagierenden Betrieb. Die positive Radialgeschwindigkeit lässt jedoch den Schluss zu, dass auch für den Betriebspunkt bei $\dot{m}_{\text{Eff}} = 7,5 \text{ g/s}$ der Ausstrom von Kühlluft aus der stromauf gelegenen Bohrung nicht vollständig zum Erliegen kommt.

Mithilfe des Kantenerkennungsalgorithmus aus Abschnitt 6.2.3 wird eine Trennung von OH-haltiger Hauptströmung und Kühlluft durchgeführt. In Gebieten ohne Trennkannte liegt zu jedem Zeitpunkt unvermischte Kühlluft vor. Abbildung 7.25 zeigt den Vergleich zwischen pilotierter und mager vorgemischter Flamme bei den Kühlluftmassenströmen $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15 \text{ g/s}$ und $\dot{m}_{\text{Eff}} = 7,5 \text{ g/s}$. In Einklang mit den PIV-Messungen ist das Ergebnis

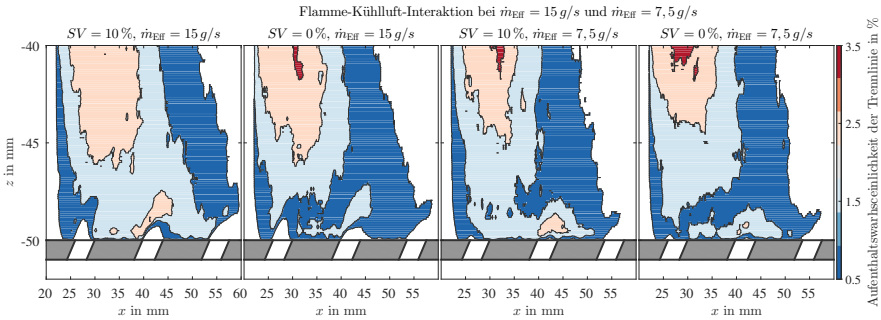


Abbildung 7.25: Mischung von OH-haltiger Hauptströmung und Kühlluft

unabhängig von dem Stufungsverhältnis. Für den Kühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15 \text{ g/s}$ ist ein großer Bereich oberhalb der einzelnen Effusionsbohrungen vorhanden, der nicht von der Hauptströmung beeinflusst wird. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Trennlinie zwischen OH-Radikalen und Kühlluft ist in diesen Bereichen null. Für den Kühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{\text{Eff}} = 7,5 \text{ g/s}$ kann oberhalb der Bohrungen bei 26,8 mm und 41,8 mm im Mittel keine Trennlinie zwischen Kühlluft und OH-Radikalen detektiert werden. Die Kühlluft wird stark mit dem heißen Abgas gemischt. Es ist auch denkbar, dass der Kühlluftstrom durch die Bohrungen nahezu zum Erliegen kommt. An der dritten Bohrung bei 55,8 mm ist erneut ein OH-freies Gebiet zu erkennen. Der Kühlluftausstrom an dieser Bohrung ist weniger von der auftreffenden Hauptströmung beeinflusst.

Tabelle 7.2: Eindringtiefen der Kühlluft-Freistrahlen in Abhängigkeit des Betriebspunktes. Für den isothermen Betriebspunkt TUDA-LS-LP-LC wurden keine Messung durchgeführt, da die bisherigen Resultate keine Änderungen zum Betriebspunkt TUDA-LS-PP-LC erwarten lassen.

Bezeichnung	Reaktiv	SV in %	\dot{m}_{Eff} in g/s	δz in mm
TUDA-Geometrie				
TUDA-LS-PP-HC	Nein	10	15	5,5
TUDA-LS-PP-LC		10	7,5	4,3
TUDA-LS-LP-HC		0	15	5,5
TUDA-LS-PP-HC	Ja	10	15	3,2
TUDA-LS-PP-LC		10	7,5	1,7
TUDA-LS-LP-HC		0	15	3,3
TUDA-LS-LP-LC		0	7,5	1,9
RR-Geometrie				
RR-LS-PP-IC	Nein	10	12,5	2,8
RR-LS-PP-IC	Ja	10	12,5	2,2

7.4.2 Wandtemperatur

Im Gegensatz zur Geschwindigkeitsmessung weist die Wandtemperatur im Flamme-Kühlluft-Interaktionsgebiet eine Abhängigkeit vom Stufungsverhältnis auf. Abbildung 7.26 zeigt die Temperaturverteilung auf der TUDA-Geometrie bei konstantem Kühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15 \text{ g/s}$ bei einer Variation des Stufungsverhältnisses sowie die Temperaturverteilung der RR-Geometrie. Auf der Abszisse ist die Flammrohrkoordinate in axialer Richtung aufgetragen. Die Ordinate zeigt die laterale Koordinate der Effusionskühlgeometrie. Die Wandtemperatur ist als Farbinformation hinterlegt.

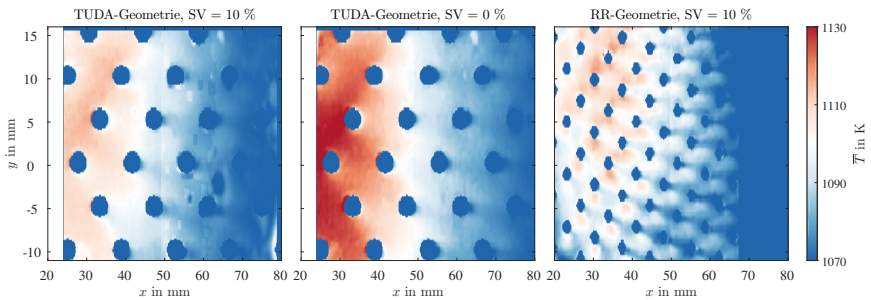


Abbildung 7.26: Vergleich der ortsauflösten Wandtemperatur bei pilotierter und mager vorgemischter Flamme für die TUDA- und RR-Geometrie. Messungen am Standardbetriebspunkt und $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15 \text{ g/s}$ bei der TUDA- bzw. $\dot{m}_{\text{Eff}} = 12,5 \text{ g/s}$ an der RR-Geometrie.

Für alle Konfigurationen fällt die Temperatur mit zunehmender axialer Koordinate ab. Für die TUDA-Geometrie treten die höchsten Temperaturen zwischen 20 mm und 30 mm auf. Dies ist so nicht zu erwarten, da die Chemilumineszenz-Aufnahmen den Flamme-Wand-Kontakt im Bereich zwischen 30 mm und 40 mm zeigen. Die Temperaturerhöhung stromauf der Kontaktzone ist womöglich auf den Transport von heißem Abgas entgegen der Stromrichtung durch die äußere Rezirkulationszone zu erklären. Da die Wandkühlung in diesen Bereich noch nicht voll ausgebildet ist, kommt es zur lokalen Erhöhung

der Temperatur. Bei mager vorgemischter Flamme liegt die Maximaltemperatur ≈ 25 K oberhalb der Wandtemperatur im pilotierten Fall. Die Temperaturabsenkung im Nachlauf der Kühlluftbohrungen beträgt zwischen 10 K und 60 K. Entlang der lateralen Koordinate ist das Temperaturprofil nahezu homogen.

Die Oberflächentemperatur der RR-Geometrie ist mit den Temperaturen der TUDA-Geometrie bei pilotierter Flamme vergleichbar. Die Maximaltemperatur wird in der Flamme-Wand-Interaktionszone erreicht. In lateraler Richtung ist das Maximum zu positiven Koordinaten verschoben. Aufgrund der geringeren Biot-Zahl der RR-Geometrie im Vergleich zur TUDA-Platte ergeben sich lokal größere Unterschiede in der Plattentemperatur, da der Einfluss der Wärmeleitung in der Platte geringer ist als der Wärmestrom durch die Gasströmung. In der Flamme-Wand-Kontaktzone beträgt die Absenkung der Temperatur stromab der Bohrungen < 10 K. Außerhalb dieses Bereichs ist eine deutlich stärkere Absenkung der Wandtemperaturen durch die Kühlluft sichtbar.

Eine Quantifizierung der Temperaturunterschiede im gesamten Parameterraum ist in Abbildung 7.27 aufgetragen. Die Abbildung zeigt den Vergleich von Mittelwert und Standardabweichung der Wandtemperatur entlang der Mittelachse der Effusionsplatte. Für $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15 \text{ g/s}$ liegt die Wandtemperatur im mager vorgemischten Betrieb stets oberhalb der Temperatur im pilotierten. Mit zunehmendem Abstand von der Flamme-Kühlluft-Interaktionszone verringert sich der Unterschied, bis 70 mm stromab kein Einfluss des Stufungsverhältnisses mehr vorhanden ist. Die Wandtemperatur sinkt im mager vorgemischten Fall von ≈ 1130 K auf ≈ 1040 K bzw. von ≈ 1110 K auf ≈ 1040 K im pilotierten Betrieb. Ein systematischer Messfehler als Grund des Temperaturunterschieds kann aus mehreren Gründen ausgeschlossen werden. Beide Messungen sind innerhalb eines Messtages bei identischer Phosphorbeschichtung aufgezeichnet worden. Ein Einfluss der Schichtdicke kann demnach ausgeschlossen werden. Die Bestrahlungsstärke des Lasers wurde konstant gehalten. Vor jeder Messung wurde die Versuchsanlage für mindestens 30 min bei konstanten Betriebsbedingungen betrieben, bis das thermischen Gleichgewicht für den Betriebspunkt erreicht wurde. Der Temperaturunterschied bei der Maximaltemperatur ist mit 45 K oder 4 % des Messwerts bei mager vorgemischter Flamme oberhalb der Unsicherheit von 1 %, die durch die unbekannte Gaszusammensetzung oder Langzeiteffekte verursacht werden.

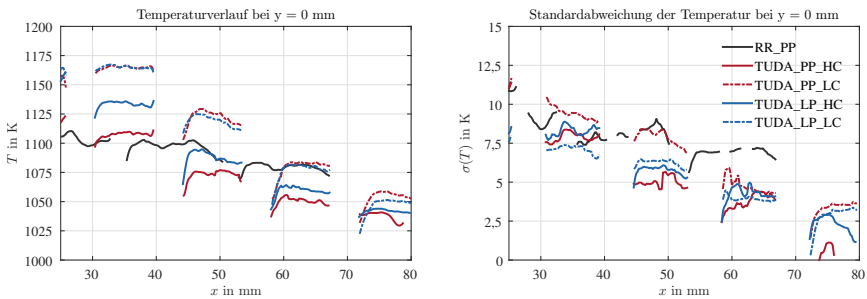


Abbildung 7.27: Mittelwert und Standardabweichung der Wandtemperatur entlang der Mittelachse der Effusionsplatte. Die untersuchten Betriebspunkte und Geometrien sind über Farbe und Linienart getrennt.

Die Wandtemperaturen bei einem Kühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{\text{Eff}} = 7,5 \text{ g/s}$ sind unabhängig vom Betriebspunkt. Wie zu erwarten, steigt die Temperatur im Vergleich zum hohen

Kühlluftmassenstrom auf ≈ 1170 K an. Die Standardabweichung beträgt maximal 12 K und sinkt mit abnehmender Wandtemperatur auf unter 5 K ab. Im Vergleich zu den Kalibrationsmessungen bei stationären Bedingungen ist diese um den Faktor 3,5 erhöht. Der Verlauf ist dabei unabhängig vom Betriebspunkt. Eine Betrachtung der Häufigkeitsverteilung der Wandtemperaturen an je einem Punkt vor und unmittelbar im Nachlauf einer Kühlluftbohrung ist in Abbildung 7.28 gezeigt. Für alle Betriebspunkte und Geometrien ergibt sich eine Gauß-ähnliche Verteilung. Es wird daraus geschlossen, dass die erhöhte Standardabweichung nicht auf eine Beeinflussung der Wandtemperatur durch die Kühlluft hervorgerufen wird. Wäre dies der Fall, müsste eine Änderung der Häufigkeitsverteilung sichtbar sein. Der Anstieg wird stattdessen auf Änderungen der Beleuchtungsintensität aufgrund von *beam-steering* durch die hochturbulente Strömung zurückgeführt.

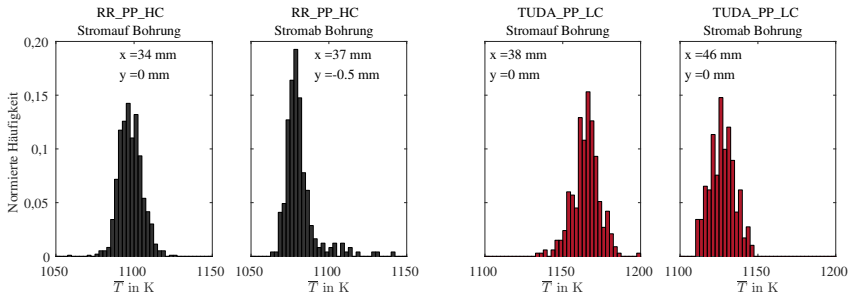


Abbildung 7.28: Häufigkeitsverteilung der momentanen Wandtemperaturen stromauf und stromab einer Kühlluftbohrung. Die beiden Abbildungen links zeigen Messungen an der RR-Geometrie bei einem Kühlluftmassenstrom von 12,5 g/s. Die rechten beiden Histogramme stammen von der TUDA-Geometrie bei einem Kühlluftmassenstrom von 7,5 g/s.

7.4.3 Gasphasentemperatur

Der Einfluss von Stufungsverhältnis und Kühlluftmassenstrom auf die Gasphasentemperatur wird anhand von zwei Bildausschnitten untersucht. Der wandnormale Bildausschnitt der Messreihen NW1-NW4 zeigt ein Gebiet vergleichbar zu den hochaufgelösten Geschwindigkeitsmessungen in Abschnitt 7.4.1. Die Messung der Kühlluft-Temperaturen am Eintritt in das Flammrohr erfolgt in der xy-Ebene an jeweils zwei Bohrungen auf der Mittelachse des Flammrohrs.

7.4.3.1 Wandnormale Temperaturfelder

Abbildung 7.29 zeigt die wandnormalen Temperaturfelder bei mager vorgemischter Verbrennung für die Kühlluftmassenströme $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15$ g/s und $\dot{m}_{\text{Eff}} = 7,5$ g/s an der TUDA-Geometrie. An 16 Positionen werden wandnormale Temperaturprofile im Abstand von 1 mm (0.5d), 2 mm (1d), 3 mm (1.5d) und 6 mm (3d) zur Effusionsplatte aufgezeichnet (FoVs NW1-NW4). Die axiale Koordinate ist auf der Abszisse angetragen. Die Ordinate zeigt die wandnormale Koordinate z. Das Temperaturfeld wird durch lineare Interpolation zwischen den in Schwarz eingetragenen Messpunkten aufgespannt. Die Temperaturinformation ist als Farbdarstellung hinterlegt.

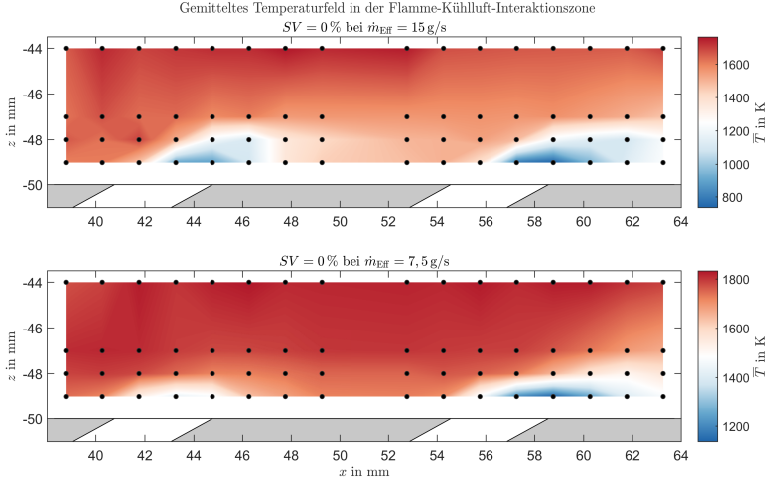


Abbildung 7.29: Wandnormale Temperaturverteilung in der Flamme-Kühlluft-Interaktionszone in Abhängigkeit des Kühlluftmassenstroms. Die schwarzen Punkte symbolisieren die Messpositionen. Die Temperatur zwischen den Punkten ist linear interpoliert.

Die Darstellung ist konsistent zu den Resultaten der PIV- und OH-Messungen. Bei einem Kühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15 \text{ g/s}$ ist im Nachlauf von beiden Bohrungen eine starke Absenkung der Gastemperatur messbar. Die wandnormale Ausdehnung der Zone niedriger Temperaturen korrespondiert mit den Eindringtiefen der Kühlluft-Freistrahlen aus den PIV-Messung. Bei einer Verringerung des Kühlluftmassenstroms auf $\dot{m}_{\text{Eff}} = 7,5 \text{ g/s}$ wird eine geringere Abkühlung der Temperatur erzielt. Im Einklang zu der Visualisierung der Kühlluftströmung anhand der OH-Messungen ist die an der stromab gelegenen Kühlluftbohrung bei 55,76 mm weniger stark ausgeprägt. Die Temperaturabsenkung ist an dieser Bohrung wieder in vergleichbarer Höhe wie bei dem hohen Kühlluftmassenstrom. Die durchschnittliche Temperatur ist bei $\dot{m}_{\text{Eff}} = 7,5 \text{ g/s}$ naturgegeben höher als am Betriebspunkt bei $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15 \text{ g/s}$. Die Durchschnittstemperatur gebildet aus allen axialen Messpunkten im Wandabstand von 6 mm beträgt 1814 K bei niedrigem und 1702 K bei hohem Kühlluftmassenstrom.

Zur Quantifizierung des Einflusses von Stufungsverhältnis und Kühlluftmassenstrom sind in Abbildung 7.30 wandnormale Temperaturprofile aus dem gesamten Parameterraum aufgetragen. Die Profile sind analog zu den Strömungsprofilen in Abbildung 7.24 vor und im Nachlauf der Kühlluftbohrungen gemessen²⁵. Auf der Ordinate ist die wandnormale Koordinate dargestellt. Die Abszisse zeigt die Gastemperatur. Die Ergebnisse unterstützen die Resultate der Wandtemperaturmessung. Im mager vorgemischten Betrieb bei $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15 \text{ g/s}$ liegt die Gastemperatur vor der ersten Kühlluftbohrung $\approx 75 \text{ K}$ oberhalb der Temperatur der pilotierten Flamme. Mit zunehmender axialer Koordinate gleichen sich die Temperaturen an. Die Messung im Nachlauf der ersten Bohrung zeigt einen steilen Temperaturgradienten bis zum Messpunkt 3 mm oberhalb der Wand. Dies stimmt sehr gut mit der Eindringtiefe von 3,3 mm aus den PIV-Messungen überein. Analog zu den

²⁵Die Koordinaten in beiden Abbildungen stimmen nicht genau überein, da die CARS-Messpositionen nicht exakt mit den PIV-Positionen übereinstimmen. Die Daten sind nicht auf ein gemeinsames Gitter interpoliert.

Wandtemperaturen zeigt sich bei den Messungen bei $\dot{m}_{\text{Eff}} = 7,5 \text{ g/s}$ keine Abhängigkeit der Gastemperaturen vom Stufungsverhältnis. Weniger als 2 mm oberhalb des gekühlten *liners* nimmt die Gastemperatur an der stromauf gelegenen Bohrung bereits 90 % der ungekühlten Gastemperatur an. Dies korrespondiert gut mit der Eindringtiefe von 1,7 mm aus den PIV-Messungen. An der stromab gelegenen Bohrung beträgt der 90 %-Abstand ebenfalls $\approx 1,7 \text{ mm}$. Unterhalb dieses Bereiches wird jedoch eine stärkere Abkühlung im Vergleich zur stromauf gelegenen Bohrung gemessen. Ein Indiz für einen höheren Kühlluftmassenstrom an der Bohrung bei $x = 55,8 \text{ mm}$.

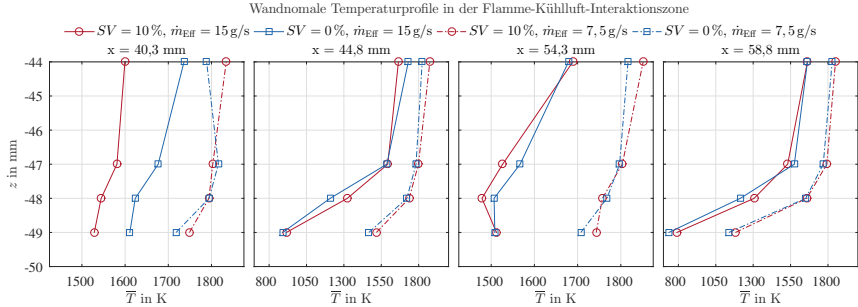


Abbildung 7.30: Wandnormale Temperaturprofile an ausgesuchten Positionen für den gesamten Versuchsraum. Die Gasphasentemperatur ist auf der Abszisse, die wandnormale z -Koordinate auf der Ordinate aufgetragen. Die Unterscheidung der Betriebspunkte erfolgt über die Linienform und Farbe.

Die Temperaturverteilung in Wandnähe unterliegt aufgrund der turbulenten Mischung zwischen heißem Abgas und kalter Kühlluft starken Schwankungen. In den Abbildungen 7.31 und 7.32 sind die Häufigkeitsverteilungen bei einem Wandabstand von 6 mm ($z = -44 \text{ mm}$) im ungekühlten Bereich der Strömung und direkt im Nachlauf der ersten Kühlluftbohrung bei $z = -49 \text{ mm}$ in Abhängigkeit von Stufungsverhältnis und Kühlluftmassenstrom dargestellt. Die Form der Histogramme ist unabhängig vom Stufungsverhältnis und wird hauptsächlich durch den Kühlluftmassenstrom beeinflusst. Bei einem Wandabstand von 6 mm (vgl. Abbildung 7.31) weisen die Histogramme bei $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15 \text{ g/s}$ eine leichte Schiefeit hin zu geringeren Wandtemperaturen auf. Die geringe Wahrscheinlichkeit für niedrige Temperaturen spricht für Ablösungen im Kühlluftfilm stromauf des Messvolumens, die anschließend durch das Messvolumen transportiert werden. Bei niedriger Kühlluftmenge tritt dies nicht auf. Die Häufigkeitsverteilung zeigt eine symmetrische Gaußverteilung.

In Wandnähe kann über die Histogramme auf das Vorhandensein eines geschlossenen Kühlfilms geschlossen werden. Die Verteilung in Abbildung 7.32 zeigt für beide Kühlluftmassenströme eine bimodale Häufigkeitsverteilung der Temperatur. Je nach Kühlluftmassenstrom ist die Mehrzahl der Einzelmessungen zu niedrigen oder hohen Temperaturen verschoben. Für $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15 \text{ g/s}$ befinden sich 80 % der Einzelschüsse vor dem lokalen Minimum der Häufigkeitsverteilung bei 1250 K. Eine starke Einmischung von Abgasen in die Kühlluft kommt demnach nur in 20 % der Fälle vor. Bei einem Kühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{\text{Eff}} = 7,5 \text{ g/s}$ befinden sich nur noch 30 % der Einzelschüsse in diesem Temperaturbereich. Es findet eine deutlich stärkere Einmischung von Abgasen statt. Das Maximum der Häufigkeitsverteilung verschiebt sich zur Temperatur im ungekühlten Bereich.

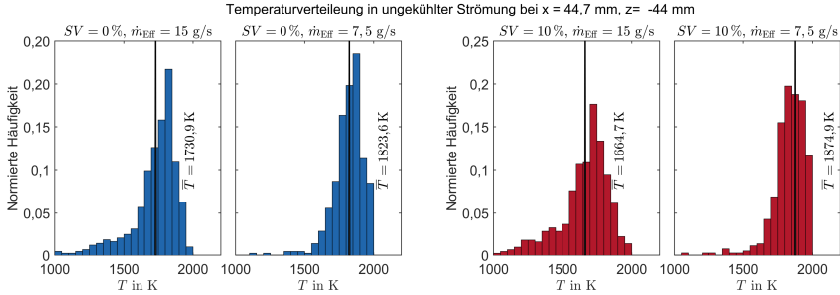


Abbildung 7.31: Normierte Häufigkeitsverteilung der Gasphasentemperatur 6 mm oberhalb des gekühlten liners. Die 500 Einzeltemperaturmessungen sind in Klassen zu 50 K im Intervall zwischen 1000 K und 2000 K sortiert. Der Mittelwert ist in schwarz eingezeichnet.

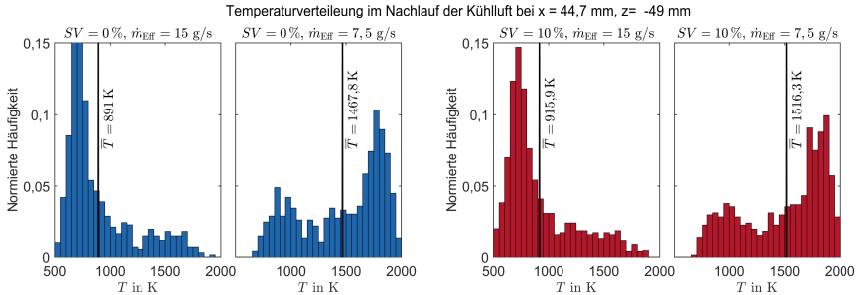


Abbildung 7.32: Normierte Häufigkeitsverteilung im Nachlauf einer Kühlluftbohrung 1 mm oberhalb des gekühlten liners. Die 500 Einzeltemperaturmessungen sind in Klassen zu 50 K im Intervall zwischen 500 K und 2000 K sortiert. Der Mittelwert ist in schwarz eingezeichnet.

7.4.3.2 Kühlluft-Eintrittstemperatur

Die Eintrittstemperatur der Kühlluft wird an zwei Bohrungen 0,5 mm oberhalb der Effusionsplatte in einer wandparallelen Ebene vermessen. Die vermessenen Bohrungen sind identisch zu den Untersuchungen der wandnormalen Temperaturfeldmessungen und den hochaufgelösten PIV-Aufnahmen. Das zweidimensionale Temperaturfeld an der TUDA- und RR-Geometrie ist für die pilotierte Flamme in Abbildung 7.33 dargestellt.

Bei einem Kühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{\text{eff}} = 15 \text{ g/s}$ zeigt sich an beiden Bohrungen ein nahezu identisches Temperaturfeld. Vor der Bohrung nimmt die Temperatur die Werte der wandnahen Temperaturprofile stromauf der jeweiligen Bohrungen an (vgl. Abbildung 7.30). Es folgt ein starker Abfall der Temperatur durch die einströmende Kühlluft, gefolgt von einem flachen Temperaturanstieg. Für den geringen Kühlluftmassenstrom unterscheiden sich die Temperaturfelder sowohl im Vergleich mit dem hohen Kühlluftmassenstrom als auch im Vergleich zwischen stromauf und stromab gelegener Bohrung. Allgemein ist das Temperaturniveau aufgrund der geringeren Kühlluftmasse um $\approx 100 \text{ K}$ angehoben. An der Position der stromauf gelegenen Bohrung trifft die heiße Hauptströmung auf die Flammrohrwand und wird in wandparallele Richtung umgelenkt. Die Kühlluft eintritt-

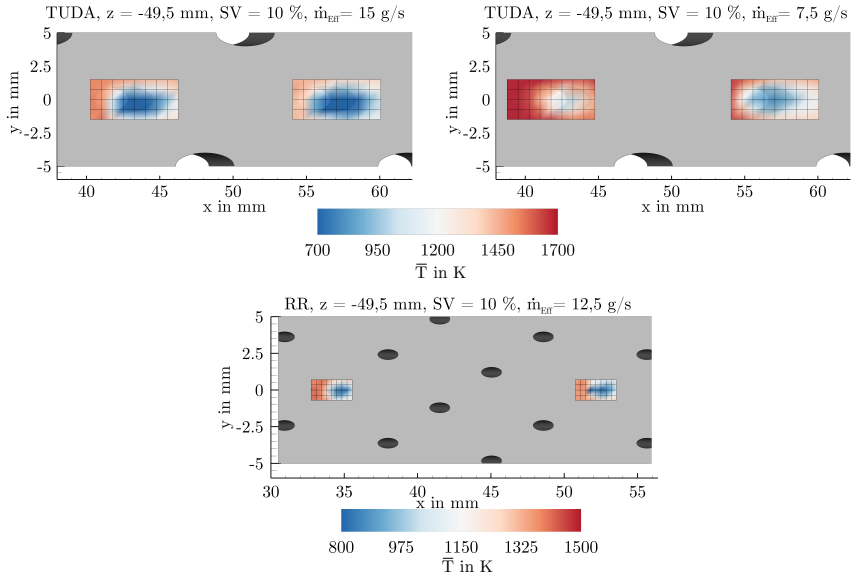


Abbildung 7.33: Temperaturfeld der Effusionskühlluft am Eintritt in das Flammrohr. Das Temperaturfeld an jeder Bohrung ist durch lineare Interpolation von 45 Einzelmessungen zusammengesetzt. Die Messpositionen befinden sich an den Kreuzungspunkten des Gitters. Für die TUDA-Geometrie beträgt der laterale und axiale Abstand der einzelnen Messpunkte 0,75 mm. Für die RR-Geometrie 0,35 mm. Die Temperatur ist als Farbinformation hinterlegt. Die Farbskala an der TUDA-Geometrie ist für beide Kühlluftmassenströme identisch.

temperatur wird in diesem Bereich wesentlich stärker angehoben als die Temperatur oberhalb der stromab gelegenen Bohrung. Vermutlich führt das Auftreffen der Hauptströmung zu einer Änderung des ausströmenden Massenstroms aus der stromauf gelegenen Bohrung. Für die RR-Geometrie ergibt sich ein identisches Bild zur TUDA-Geometrie bei hohem Kühlluftmassenstrom. Das Temperaturprofil beider Bohrungen ist nahezu gleich, wobei die minimale Kühllufttemperatur ≈ 50 K höher liegt.

Zur Quantifizierung des Einflusses des Stufungsverhältnisses und Kühlluftmassenstroms auf die Temperaturprofile am Eintritt ist in Abbildung 7.34 ein Vergleich der Temperaturprofile entlang der Mittelachse der Bohrungen gezeigt. Das Stufungsverhältnis hat keinen Einfluss auf die Eintrittstemperatur der Kühlluft. Sowohl an der stromauf als auch an der stromab gelegenen Bohrung stimmen Mittelwert und Standardabweichung im Rahmen der Messgenauigkeit exakt überein. Die höchste Fluktuation wird im stromauf gelegenen Randbereich des Freistrahls gemessen, da hier die Kühlluft und heißes Abgas intermittierend durch das Messvolumen strömen. Für den hohen Kühlluftmassenstrom werden im Kernbereich des Kühlluftfreistrahls minimal 616 K gemessen. Unter Berücksichtigung der in Kapitel 6.4.4 beschriebenen systematischen Unterschätzung niedriger Temperaturen herrscht eine gute Übereinstimmung mit den 623 K der Kühllufttemperatur vor der Effusionsplatte. An der stromauf gelegenen Bohrung liegt die Minimaltemperatur bei 660 K.

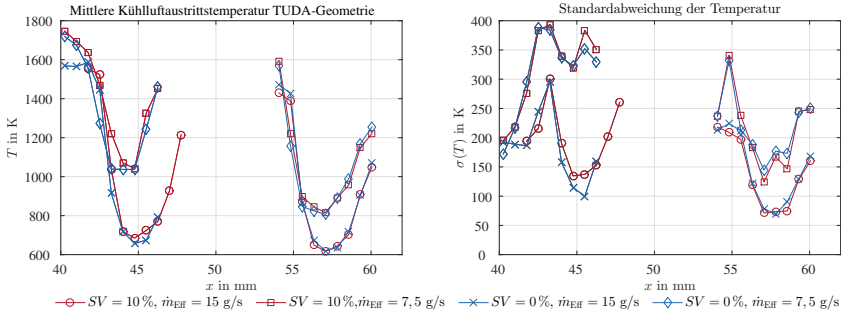


Abbildung 7.34: Mittelwert und Standardabweichung der Kühlluftaustrittstemperatur entlang der Mittelachse der Effusionskühlplatte bei 0,5 mm Wandabstand ($z = -49,5 \text{ mm}$). Messungen bei mager vorgemischter Flamme sind in Blau, bei pilotierter Flamme in Rot eingezeichnet. Die Kühlluftmassenströme sind durch unterschiedliche Symbole unterscheidbar.

Bei $\dot{m}_{\text{Eff}} = 7,5 \text{ g/s}$ Kühlluft zeigt sich der oben angesprochene Einfluss der Hauptströmung. Die Temperatur an der stromauf gelegenen Bohrung steigt um $\approx 400 \text{ K}$, wohingegen die Temperatur an der stromab gelegenen Bohrung lediglich um 200 K steigt. Minimal werden 1050 K bzw. 800 K gemessen. Der Vergleich der Histogramme an den Punkten der minimalen Temperatur macht den Unterschied in der Einstrombedingungen an diesen Punkten weiter deutlich (siehe Abb. 7.35). Sind bei dem hohen Kühlluftmassenstrom beide Histogramme annähernd gleich, zeigt sich bei einem Kühlluftmassenstrom von $7,5 \text{ g/s}$ für die Bohrung in der Flamme-Kühlluft-Interaktionszone eine deutliche Veränderung des Histogramms hin zu einer bimodalen Verteilung. Das Histogramm der stromab gelegenen Bohrung zeigt hingegen eine Häufigkeitsverteilung vergleichbar mit dem hohen Kühlluftmassenstrom.

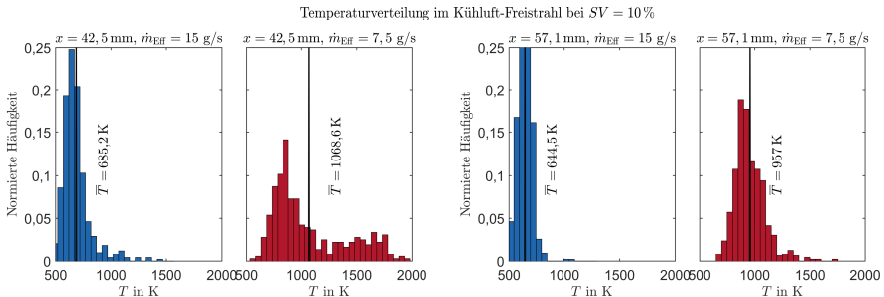


Abbildung 7.35: Häufigkeitsverteilung der Einzelschusstemperaturen am Ort den minimalen Temperatur oberhalb beider Kühlluftbohrungen. Die Histogramme für einen Kühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{\text{Eff}} = 15 \text{ g/s}$ sind in Blau, für $\dot{m}_{\text{Eff}} = 7,5 \text{ g/s}$ in Rot dargestellt.

7.4.4 Zusammenfassende Betrachtung

In den vorgestellten Messungen wurde der Einfluss des Stufungsverhältnisses SV und des Kühlluftmassenstroms \dot{m}_{eff} auf das Strömungsfeld, die Gasphasentemperatur und die Oberflächentemperatur in der Flamme-Kühlluft-Interaktionszone untersucht. Der untersuchte Bildausschnitt umfasste zwei Kühlluftbohrungen, wovon die stromauf gelegene Bohrung unmittelbar in der Kontaktzone zwischen Hauptströmung und dem gekühlten *liner* liegt. Die Untersuchungen bei einem Kühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{\text{eff}} = 15 \text{ g/s}$ zeigten bei sonst gleichen Randbedingungen eine erhöhte Wand- und Gastemperatur bei mager vorgemischter Verbrennung im Vergleich zur pilotierten Flamme. Die Geschwindigkeit von Haupt- und wandnaher Strömung sind dabei unabhängig von dem Stufungsverhältnis. An beiden Kühlluftbohrungen kann anhand der Strömungsfelder, der Visualisierung der OH-Verteilung und der Gasphasentemperatur ein gleichmäßiger Einstrom von Kühlluft nachgewiesen werden.

Bei dem geringen Kühlluftmassenstrom konnten für die untersuchten Größen keine Abhängigkeit vom Stufungsverhältnis festgestellt werden. Im Zuge der Messgenauigkeit sind Strömungsfeld, Gas- und Wandtemperatur identisch. Die Temperaturen nehmen erwartungsgemäß ein höheres Temperaturniveau an. In den Geschwindigkeitsmessungen sind Hauptströmung und Kühlluft einblasung nur an der Radialkomponente der Strömung unterscheidbar. Die Ergebnisse der OH- und Temperaturmessung lassen jedoch den Schluss zu, dass der Kühlluftstrom durch die stromauf gelegene Bohrung aufgrund der auftretenden Hauptströmung niedriger ausfällt. Eine Quantifizierung ist jedoch nicht möglich.

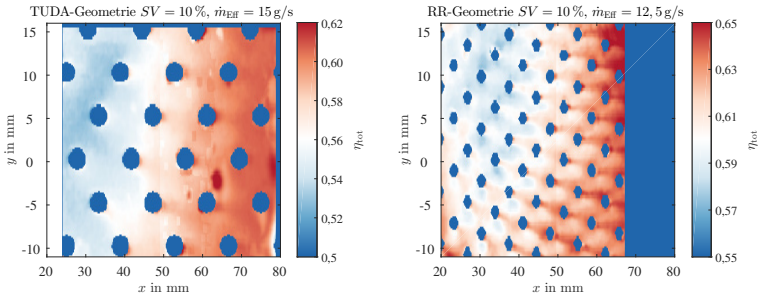


Abbildung 7.36: Totale Kühllufteffektivität an der RR- und TUDA-Geometrie. Die TUDA-Geometrie ist links, die RR-Platte rechts gezeigt.

Mit den Messungen an der RR-Geometrie wurden Daten einer real eingesetzten Kühlluftgeometrie vermessen. Die räumliche Auflösung der Messtechniken ist ausreichend hoch, um den wandnahen Kühlfilm und die Kühlluftfreistrahlen aufzulösen. Die Daten aller Messungen stehen zur Validierung numerischer Modelle zur Verfügung.

Durch die Kombination der Messdaten aus Gas- und Wandtemperatur kann die totale Kühlfilmeffektivität berechnet werden. Abbildung 7.36 zeigt diese beispielhaft für die TUDA-Geometrie bei $SV = 10\%$ und einem Effusionskühlluftmassenstrom von $\dot{m}_{\text{eff}} = 15 \text{ g/s}$ und für die RR-Geometrie. Als Referenztemperatur der Heißgasseite T_h werden die ortsgemittelten Gasphasentemperaturen bei 6 mm Wandabstand herangezogen. Als Kaltgastemperatur T_k wird analog zum Vorgehen bei Behrendt die Kühllufttemperatur im Kühlluftplenum verwendet [15]. Die Wandtemperatur ist die ortsaufgelöste Temperatur aus den TPT-Messungen. Für den gesamten Parameterraum ist die totale

Kühlfluteffektivität entlang der Mittelachse des *liners* bei $y = 0$ mm in Abbildung 7.37 dargestellt.

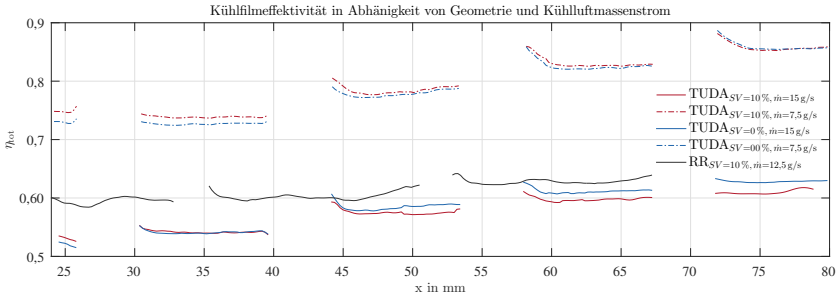


Abbildung 7.37: Totale Kühlfluteffektivität η_{tot} entlang der Mittelachse $y = 0$ mm

Für einen Vergleich der Kühlfluteffektivität mit Literaturwerten wird im Folgenden auf die Untersuchungen an der RR-Geometrie eingegangen. Aufgrund der realistischen Bohrungsgeometrie finden sich in der Literatur umfangreiche Untersuchungen an Prüfständen der ersten und zweiten Kategorie (vgl. Abschnitt 1.2). Ein Vergleich der Absolutwerte ist aufgrund der Einzigartigkeit der hier präsentierten Messungen nicht möglich. Im Vergleich zu Messungen der adiabaten Kühlfluteffektivität aus Prüfständen der ersten Kategorie kommt es selbst bei gleich gewählten Ausblase-, Impuls und Dichteverhältnissen zwischen Verbrennungs- und Kühlluft zu systematischen Abweichungen, da durch die fehlende Adiabatzität der Wand die Kühlfluteffektivität kein reines Mischungsproblem zwischen der Heißgasströmung und der Kühlluftströmung darstellt. Ein Vergleich ist nur phänomenologisch möglich.

Im Strömungsfeld ähnliche Konfigurationen werden von Wurm [158] und Andreini [7] in Drei-Düsen-Sektor-Prüfständen der ersten Kategorie untersucht. Charakteristisch für diese Messungen ist eine Verringerung der Kühlfluteffektivität im Bereich des Auftreffens der Hauptströmung auf die Effusionskühlungsgeometrie. Verursacht wird dies durch die lokale Abnahme der Ausblaserate in der Strömungs-Wand-Kontaktzone. Entsprechend der Drallrichtung weist die Kühlfluteffektivität eine Asymmetrie entlang der lateralen Koordinate auf. Diese Resultate decken sich mit den in Abbildung 7.36 dargestellten Resultaten an der RR-Geometrie in den hier durchgeführten Messungen. Die totale Kühlfluteffektivität zeigt in der Kontaktzone der Hauptströmung ein Minimum zwischen den positiven lateralen Koordinaten $5 \text{ mm} < y < 15 \text{ mm}$.

Ein Abgleich bei ähnlichen thermodynamischen Randbedingungen kann in Abstrichen mit der Arbeit von Behrendt an einem Kategorie zwei Prüfstand vorgenommen werden [15]. Ein Vergleich der Versuchsrandbedingungen ist in Tabelle 7.3 aufgeführt. Die Heißgasströmung weist weitgehend identische Randbedingungen auf. Im Gegensatz zu den hier durchgeführten Untersuchungen verläuft die Heißgasströmung bei Behrendt jedoch stets parallel zur Effusionsgeometrie [16]. In beiden Fällen werden die Kühlluftbohrungen voll turbulent durchströmt. Bedingt durch die höhere Re-Zahl und die weit geringere Kühllufttemperatur kommt es in den Untersuchungen von Behrendt zu einem höheren Wärmeaustausch zwischen Effusionskühlgeometrie und Kühlluft, so dass hier ebenfalls kein absoluter Vergleich der totalen Kühlfluteffizienz sinnvoll ist. Durch das Fehlen des brennkammertypischen Strömungsfelds kommt es bei Behrendt zu einem lateral homogenen Verlauf der Kühlfluteffektivität. Der Einfluss der Drallerzeuger ist nicht messbar.

Sowohl bei Behrendt als auch in den hier durchgeführten Untersuchungen steigt die Kühleffektivität mit wachsendem axialem Abstand zur ersten Bohrungsreihe an, da ein zunehmend geschlossener Kühlfilm vorliegt. Ein weitere Datensatz zum Vergleich bei identischen thermodynamischen Randbedingungen ist in der Literatur nicht bekannt.

Tabelle 7.3: Vergleich der thermodynamischen Randbedingungen bei Behrend und RR-Geometrie.

Formelzeichen	RR-Geometrie	Behrendt [15]	Einheit
Heißgas			
T_H	1522	1567	K
P_{Bk}	0,25	0,5	MPa
v_{abs}	28,6	29,8	m/s
Kühlluft			
$Re_{Bohrung}$	3400	4600	-
T_K	623	580	K
ΔP	2,01	2	-

Abschließend kann geschlossen werden, dass für die Bereitstellung eines möglichst realitätsnahen Datensatzes die Untersuchung in Prüfständen der dritten Kategorie, wie sie im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde, unumgänglich ist, da nur hier alle Phänomene der Effusionskühlung korrekt wiedergegeben werden.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Im folgenden Kapitel werden die vorausgegangenen Abschnitte resümiert. Aus den Erfahrungen der Arbeit an der Versuchsanlage werden im Ausblick zukünftige Themen und Verbesserungsvorschläge abgeleitet.

8.1 Zusammenfassung

Versuchsanlage

Die Zielsetzung dieser Arbeit bestand in der detaillierten Vermessung der Flamme-Kühlluft-Interaktion in einer realitätsnahen Fluggasturbinenbrennkammer.

Im ersten Schritt wurde ein Prüfstand konzipiert, aufgebaut und in Betrieb genommen, um diese Fragestellung mithilfe laseroptischer Messmethoden zu untersuchen. Besonders Augenmerk wurde dabei auf die realitätsnahe Abbildung der thermodynamischen und strömungsmechanischen Zustände einer realen Fluggasturbinenbrennkammer sowie die Reproduzierbarkeit der Betriebszustände gelegt. Die Versuchsinfrastruktur ermöglicht eine Vorwärmung der Verbrennungsluft auf bis zu 773 K, den Anlagenbetrieb zwischen 0,15 und 1,0 MPa sowie die Stabilisierung der Flamme durch eine Drallströmung. Die Drallzahl kann während des Betriebs im Bereich von 0 – 1,6 variiert werden. Um aktuelle wie auch zukünftige Verbrennungskonzepte untersuchen zu können, ist der Betrieb sowohl mit einer pilotierten Flamme als auch bei mager vorgemischtem Betrieb möglich. Die Geometrie von Plenum, Drallerzeuger und Flammrohr sind nach dem Prinzip der minimal nötigen Komplexität konstruiert, um eine simple Gittergenerierung für numerische Simulationen zu ermöglichen. Durch großflächige optische Zugänge aus Quarzglas sind laseroptische Untersuchungen über den gesamten Flammrohrquerschnitt möglich.

Zur Einbringung der Kühlluft mit definierten Randbedingungen wurde ein separat angesteuerter Heißgaswindkanal konzipiert und in die Versuchsanlage integriert. Die Kühlluft kann auf bis zu 1030 K vorgewärmt werden. Der modulare Aufbau des Heißgaswindkanals erlaubt einen Austausch der Kühlgeometrie ohne bauliche Veränderungen.

Charakterisierung der Strömung bei pilotierter und mager vorgemischter Flamme

Zur Charakterisierung der thermodynamischen und strömungsmechanischen Zustände im Betrieb der Anlage wurden Strömungsfeldmessungen mittels Particle Image Velocimetry, Gasphasnetemperaturmessungen mithilfe kohärenter anti-Stokes-Raman-Streuung sowie eine qualitative Bestimmung der Flammenfront anhand von planarer Laserinduzierter Fluoreszenz des OH-Radikals vorgenommen. Die Wärmefreisetzungszone wurde mittels Chemilumineszenz-Aufnahmen visualisiert.

Untersucht wurde der Einfluss des Stufungsverhältnisses. Trotz sichtbarer Unterschiede

bei der Wärmefreisetzungs- und der Reaktionszone, zeigt sich in den Strömungsfeldmessungen nur ein geringfügiger Unterschied zwischen der pilotierten und der mager vorgemischten Konfiguration. Im Rahmen der Messgenauigkeit sind die Temperaturfelder bis auf ein eng begrenztes Gebiet stromab des Pilots identisch. Der Einfluss des Pilots äußert sich in einer Erhöhung der Gastemperatur bis 30 mm stromab des Brenneraustritts. Diese Eindringtiefe des Pilotmassenstroms deckt sich mit den Messungen des Strömungsfelds und der Visualisierung der Reaktionszone.

Die charakteristischen Merkmale im Strömungsfeld einer drallstabilisierten Flamme, bestehend aus äußerer und innerer Rezirkulationszone sowie einer expandierenden Hauptströmung, können klar identifiziert werden.

Flamme-Kühlluft-Interaktion

Die Interaktion der Brennkammerströmung mit der eingebrachten Kühlluft wurde an zwei Kühlgeometrien bei verschiedenen Stufungsverhältnissen und Kühlluftmassenströmen untersucht. Neben den im oberen Abschnitt erwähnten Techniken, wurde zusätzlich die Wandtemperatur mithilfe von Thermographischen Phosphoren gemessen. In umfassenden Voruntersuchungen wurde YAG:Eu als geeigneter Phosphor identifiziert. Der Fokus der Messungen lag auf einem Gebiet mit Flamme-Wand-Kontakt.

Im Gegensatz zu den wandfernen Messungen ist in den wandnahen Gebieten ein Unterschied zwischen mager vorgemischter und pilotierter Flamme messbar. Bei hohem Kühlluftmassenstrom zeigt sich eine Erhöhung der Gastemperatur um ≈ 120 K. Die Messung korrespondiert mit dem Eindruck der Chemilumineszenz-Aufnahmen, die im mageren Betrieb eine erhöhte Wärmefreisetzung in Wandnähe zeigen. Eingehend mit der höheren Gastemperatur ergibt sich eine um 25 K erhöhte Wandtemperatur von bis zu 1135 K. Bei niedrigem Kühlluftmassenstrom ergeben sich für beide Flammenkonfigurationen identische Werte für Gas- und Wandtemperatur. Sowohl für die generische TUDA-Geometrie als auch die RR-Geometrie mit ihren realistischen Bohrungsdurchmessern von 0,7 mm konnten die Kühlluftfreistrahlen mit allen Messtechniken aufgelöst werden.

8.2 Ausblick

Versuchsanlage

Trotz sorgfältiger Konzeption der Versuchsanlage haben sich während des Betriebs auch Schwächen im Entwurf gezeigt. Der modulare Aufbau des Flammrohres macht eine Abdichtung zwischen den Kontaktflächen der einzelnen Kassetten nötig, um das Eindringen von Druckbehälterkühlluft in das Flammrohr zu verhindern. Durch die extremen Temperaturen im Flammrohr ist diese Dichtung stark belastet und somit sehr wartungsintensiv. Die Flexibilität im Aufbau, die sich durch das modulare Konzept ergeben, wurden in der Praxis nicht genutzt. Zur Reduktion des Wartungsaufwands sollte an dieser Stelle eine Überarbeitung des Konzeptes angedacht werden. Denkbar ist die Fertigung des Flammrohres aus einem massiven Grundkörper ohne Dichtfläche.

Die Verbrennungslufttemperatur wird im Betrieb durch das Bedienpersonal gesteuert und nicht durch die Betriebsüberwachung geregelt. In der Versuchsdurchführung führte dies im Extremfall zu einer Abweichung zwischen den Ist- und Sollwerten von bis zu 10,%. An dieser Stelle besteht weiteres Potential zur Automatisierung der Anlage.

Messtechnik

Aufgrund der hohen *out-of-plane*-Geschwindigkeit der Drallströmung und dem geringen Signal-zu-Rausch-Verhältnis aufgrund des Streulichts ist die Particle Image Velocimetry mit einer hohen Unsicherheit behaftet. Zur Validierung der Messergebnisse sollten daher an ausgesuchten Punkten Geschwindigkeitsmessungen mittels kalibrationsfreier Laser-Doppler-Anemometrie durchgeführt werden. Bedingt durch die starke Verschmutzung der optischen Zugänge im Betrieb ist die praktische Umsetzbarkeit jedoch nicht gesichert.

Mit der Kombination von Hochgeschwindigkeits-CMOS-Kamera als Detektor und YAG:Eu als thermographischem Phosphor war keine Bestimmung der Oberflächentemperatur auf den Quarzglaswänden des Flammrohrs möglich. Aufgrund der hohen Temperatur hat die Abklingzeit das Auflösungsvermögen des Detektors unterschritten. Da diese Information insbesondere für die numerische Simulation von hoher Relevanz ist, sollte über Messungen mit Photomultipliertubes oder alternativ besser geeigneten Phosphor nachgedacht werden.

Mit der Etablierung der Gasphasentemperaturmessung an dem Prüfstand ist der Grundstein für eine quantitative Messung von Luftschadstoffkonzentrationen gelegt. Denkbar ist die Verbindung der Temperaturmessung mit simultaner NO- oder CO-LIF zur Quantifizierung zweier verbrennungsrelevanter Minoritätenspezies. Es sollte jedoch überlegt werden, ob das Messvolumen der CARS-Box im Vergleich zu dieser Arbeit vergrößert werden sollte, um durch die vergrößerte Interaktionslänge eine Verbesserung im Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erzielen. Denkbar sind Vergleichsmessungen mit verschiedenen Messvolumina an ausgesuchten Orten in der Brennkammer, um im Spannungsfeld zwischen Signal-zu-Rausch-Verhältnis und benötigter räumlicher Auflösung ein Optimum zu finden.

Auswertung und Veröffentlichung der Daten

In Anbetracht des kurzen Zeitraums zwischen der Aufzeichnung aller Rohdaten ab November 2014 bis heute wurde nicht der gesamte untersuchte Parameterraum ausgewertet. Der Einfluss der Drallzahlvariation auf die Wandtemperaturen, Strömungsfelder und Reaktionszonen stehen noch aus. Eine Analyse der Geschwindigkeitsfelder auf Einzelschussbasis hinsichtlich Wirbelkriterien ist ebenso noch denkbar.

Bei der Identifizierung der Reaktionszone mittel OH-LIF sind noch Verbesserungen in der Auswerteroutine denkbar. Moderne Bildverarbeitungsmethoden, basierend auf der lokalen Entropieminimierung, sollten zur Optimierung der räumlich stark inhomogenen Signalbilder in Betracht gezogen werden [119]. Aus Zeitgründen konnte dies im Zuge dieser Arbeit nicht weiter verfolgt werden.

Anhang A

Temperaturmessung über Thermochromfarben

Die Abschätzung des Wandwärmestroms \dot{q}_w durch die Effusionsplatte wurde anhand des Temperaturunterschiedes zwischen Heiß- und Kaltgasseite durchgeführt. Mit der Wärmeleitfähigkeit für Inconel 617 ergeben sich je nach Temperaturpaarung die in Tabelle A.1 aufgeführten Wandwärmeströme. Es wurde der minimal und maximal mögliche Wärmestrom abgeschätzt. Die Temperaturinformation wurde aus dem Gebiet der TP Messungen entnommen. Die große Spreizung in den Temperaturen, abhängig von der verwendeten Farbe, lässt großen Interpretationsspielraum.

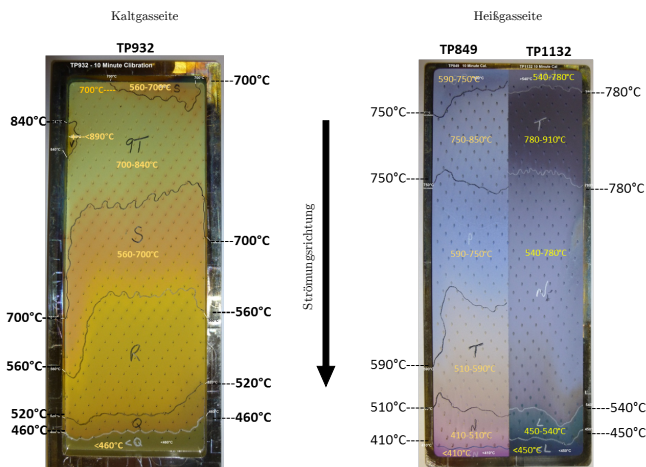


Abbildung A.1: RRD-Thermochromfarben Test. Die Probe wurde nach Vorgabe von RRD 10 min am Standardbetriebspunkt eingesetzt. Die Analyse erfolgte durch RRD. An charakteristischen Temperaturen findet ein Farbumschlag statt.

Tabelle A.1: Räumliche Auflösung der Strömungsfeldmessungen.

Fall	T_k in K	T_h in K	\dot{q}_w in MW/m ²
Min	973	1023	0,95
Max	973	1183	3,99

Literaturverzeichnis

- [1] ACARE: *European aeronautics: a vision for 2020*. Office for official publications of the European communities, Luxembourg, 2001.
- [2] ADRIAN, RONALD J. und JERRY WESTERWEEL: *Particle Image Velocimetry*, Band 30 der Reihe *Cambridge Aerospace Series*. Cambridge University Press, Cambridge, 1. publ Auflage, 2011.
- [3] AL-ABDELI, YASIR M. und ASSAAD R. MASRI: *Review of laboratory swirl burners and experiments for model validation*. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 69:178–196, 2015.
- [4] ALBRECHT, H-E, NILS DAMASCHKE, MICHAEL BORYS und CAMERON TROPEA: *Laser Doppler and phase Doppler measurement techniques*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [5] ALDEN, MARCUS, ALAA OMRANE, MATTIAS RICHTER und GUSTAF SÄRNER: *Thermographic phosphors for thermometry: A survey of combustion applications*. *Progress in Energy and Combustion Science*, 37(4):422–461, 2011.
- [6] ALLISON, S., D. BESHEARS, T. BENCIC und W. HOLLERMAN (Herausgeber): *Development of temperature-sensitive paints for high-temperature aeropropulsion applications*, 2001.
- [7] ANDREINI, ANTONIO, RICCARDO BECCHI, BRUNO FACCHINI, LORENZO MAZZEI, ALESSIO PICCHI und FABIO TURRINI: *Adiabatic effectiveness and flow field measurements in a realistic effusion cooled lean burn combustor*. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 138(3):31506, 2016.
- [8] ARNDT, CHRISTOPH M., MICHAEL SEVERIN, CLAUDIU DEM, MICHAEL STÖHR, ADAM M. STEINBERG und WOLFGANG MEIER: *Experimental analysis of thermo-acoustic instabilities in a generic gas turbine combustor by phase-correlated PIV, chemiluminescence, and laser Raman scattering measurements*. *Experiments in Fluids*, 56(4), 2015.
- [9] ARROYO, M. P. und C. A. GREATED: *Stereoscopic particle image velocimetry*. *Measurement Science and Technology*, 2(12):1181, 1991.
- [10] AZAD, PEDRAM, TILO GOCKEL und RÜDIGER DILLMANN: *Computer Vision: Das Praxisbuch*. Elektor-Verl., Aachen, 1. Aufl. Auflage, 2007.
- [11] BANWELL, C. N. und ELAINE M. MCCASH: *Fundamentals of molecular spectroscopy*. McGraw-Hill, London and New York, 4th ed. Auflage, 1994.
- [12] BATTLES, BRETT E. und RONALD K. HANSON: *Laser-induced fluorescence measurements of NO and OH mole fraction in fuel-lean, high-pressure (1–10 atm) methane flames: Fluorescence modeling and experimental validation*. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 54(3):521–537, 1995.
- [13] BAUM, E.: *Zweidimensionale Bestimmung von Oberflächentemperaturen in einem optisch zugänglichen Verbrennungsmotor mittels Thermographischer Phosphore*. Masterthesis, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2008.
- [14] BEDER, E. C., C. D. BASS und W. L. SHACKLEFORD: *Transmissivity and Absorption of Fused Quartz Between 0.22 μ m and 3.5 μ m from Room Temperature to 1500 degrees C*. *Applied optics*, 10(10):2263–2268, 1971.
- [15] BEHRENDT, T. und C. HASSA: *A test rig for investigations of gas turbine combustor cooling concepts under realistic operating conditions*. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering*, 222(2):169–177, 2008.
- [16] BEHRENDT, THOMAS, TIMEA LENGUEL, CHRISTOPH HASSA und MIKLÓS GERENDÁS: *Characterization of Advanced Combustor Cooling Concepts Under Realistic Operating Conditions*. In: *ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea, and Air*, Seiten 1801–1814, June 9–13, 2008.

- [17] BERETTA, G. P., M. RASHIDI und J. C. KECK: *Turbulent flame propagation and combustion in spark ignition engines*. Combustion and Flame, 52:217–245, 1983.
- [18] BERSTER: *Luftverkehrsbericht 2014*. 2014.
- [19] BLASSE, G. und B. C. GRABMAIER: *Luminescent materials*. Springer, Berlin [u.a.], 1994.
- [20] BÖCKLE, STEFAN, JAN KAZENWADEL, THOMAS KUNZELMANN, DONG-ILL SHIN, CHRISTOF SCHULZ und JÜRGEN WOLFRUM: *Simultaneous single-shot laser-based imaging of formaldehyde, OH, and temperature in turbulent flames*. Proceedings of the Combustion Institute, 28(1):279–286, 2000.
- [21] BÖSWIRTH, LEOPOLD, SABINE BSCHORER und THOMAS BUCK: *Technische Strömungslehre: Lehr- und Übungsbuch*. Springer Vieweg, Wiesbaden, 10., überarb. u. erw. Aufl. Auflage, 2014.
- [22] BOXX, I., C. SLABAUGH, P. KUTNE, R. P. LUCHT und W. MEIER: *3kHz PIV/OH-PLIF measurements in a gas turbine combustor at elevated pressure*. Proceedings of the Combustion Institute, 35(3):3793–3802, 2015.
- [23] BOXX, I., M. STÖHR, C. CARTER und W. MEIER: *Temporally resolved planar measurements of transient phenomena in a partially pre-mixed swirl flame in a gas turbine model combustor*. Combustion and Flame, 157(8):1510–1525, 2010.
- [24] BOZKURT, M., M. FIKRI und C. SCHULZ: *Investigation of the kinetics of OH* and CH* chemiluminescence in hydrocarbon oxidation behind reflected shock waves*. Applied Physics B, 107(3):515–527, 2012.
- [25] BRADSHAW, P. und R. C. PANKHURST: *The design of low-speed wind tunnels*. Progress in Aerospace Sciences, 5:1–69, 1964.
- [26] BRÄUNLING, WILLY J. G.: *Flugzeugtriebwerke: Grundlagen, Aero-Thermodynamik, ideale und reale Kreisprozesse, thermische Turbomaschinen, Komponenten, Emissionen und Systeme*. VDI-Buch. Springer Vieweg, Berlin, 2015.
- [27] BRÜBACH, J., A. DREIZLER und J. JANICKA: *Gas compositional and pressure effects on thermographic phosphor thermometry*. Measurement Science and Technology, 18(3):764–770, 2007.
- [28] BRÜBACH, J., J. P. FEIST und A. DREIZLER: *Characterization of manganese-activated magnesium fluorogermanate with regards to thermographic phosphor thermometry*. Measurement Science and Technology, 19(2):25602, 2008.
- [29] BRÜBACH, JAN: *Spektroskopische Methoden zur oberflächennahen Thermometrie in technischen Verbrennungsumgebungen: Techn. Univ., Diss.–Darmstadt, 2008*, Band 574 der Reihe Fortschritt-Berichte VDI Reihe 6, Energietechnik. VDI-Verl., Düsseldorf, Als Ms. gedr Auflage, 2008.
- [30] BRÜBACH, JAN, CHRISTIAN PFLITSCH, ANDREAS DREIZLER und BURAK ATAKAN: *On surface temperature measurements with thermographic phosphors: A review*. Progress in Energy and Combustion Science, 39(1):37–60, 2013.
- [31] CANDEL, SÉBASTIEN, DANIEL DUROUX, THIERRY SCHULLER, JEAN-FRANÇOIS BOURGOUIN und JONAS P. MOECK: *Dynamics of Swirling Flames*. Annual Review of Fluid Mechanics, 46(1):147–173, 2014.
- [32] CANNY, JOHN: *A Computational Approach to Edge Detection*. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, PAMI-8(6):679–698, 1986.
- [33] CHAMBERS, M. D. und D. R. CLARKE: *Doped Oxides for High-Temperature Luminescence and Lifetime Thermometry*. Annual Review of Materials Research, 39(1):325–359, 2009.
- [34] CHARONKO, JOHN J. und PAVLOS P. VLACHOS: *Estimation of uncertainty bounds for individual particle image velocimetry measurements from cross-correlation peak ratio*. Measurement Science and Technology, 24(6):065301, 2013.
- [35] DEMTRÖDER, WOLFGANG: *Laserspektroskopie*. Springer, Berlin [u.a.], 6. Aufl. Auflage, 2011.
- [36] DEMTRÖDER, WOLFGANG: *Laserspektroskopie 2: Experimentelle Techniken*. SpringerLink : Bücher. Springer, Berlin, 6. neu bearbeitete und aktualisierte Auflage Auflage, 2013.

- [37] DEVRIENDT, KATIA und JOZEF PEETERS: *Direct Identification of the $C_2H(X^2\Sigma^+) + O(^3P) \rightarrow CH(A^2) + CO$ Reaction as the Source of the $CH(A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi)$ Chemiluminescence in $C_2H_2/O/H$ Atomic Flames*, pages = 2546–2551, volume = 101, number = 14, issn = 1089-5639, journal = *The Journal of Physical Chemistry A*, doi = 10.1021/jp963434i. 1997.
- [38] DING, CARL-PHILIPP, MARTIN ESSER, KOERDT MAXIMILIAN, KILIAN LACKHOVE und EDWIN SPROSS: *Auslegung und Implementierung einer Drallzahlverstellung an der EKT/RSM-Druckbrennkammer*. ADP-Abschlussbericht, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2011.
- [39] ECKBRETH, A. C.: *Laser diagnostics for combustion temperature and species*, Band v. 3 der Reihe *Combustion science and technology book series*. Gordon and Breach Publishers, Amsterdam, The Netherlands, 2nd ed. Auflage, 1996.
- [40] ECKBRETH, ALAN C.: *BOXCARS: Crossed-beam phase-matched CARS generation in gases*. *Applied Physics Letters*, 32(7):421, 1978.
- [41] ESCUDIER, M. P. und J. KELLER: *Recirculation in swirling flow - A manifestation of vortex breakdown*. *AIAA Journal*, 23(1):111–116, 1985.
- [42] ESCUDIER, MARCEL: *Vortex breakdown: Observations and explanations*. *Progress in Aerospace Sciences*, 25(2):189–229, 1988.
- [43] ESSER, MARTIN: *Konstruktion und Aufbau eines Heißgaswindkanals zur experimentellen Untersuchung von Flamme-Kühlluft-Interaktion an der druckaufgeladenen EKT/RSM Eindüsenbrennkammer*. Masterthesis, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2013.
- [44] EULER, MATTHIAS: *Optischer Temperatur- und Sauerstoffsensor in Verbrennungsumgebungen: Diss.-Darmstadt, Techn. Univ., 2014*. Ingenieurwissenschaften. Verl. Dr. Hut, München, 1. Aufl. Auflage, 2014.
- [45] EVEREST, MICHAEL A. und DEAN B. ATKINSON: *Discrete sums for the rapid determination of exponential decay constants*. *Review of Scientific Instruments*, 79(2):23108, 2008.
- [46] EWART, PAUL: *A modeless, variable bandwidth, tunable laser*. *Optics communications*, 55(2):124–126, 1985.
- [47] FÄRBER, JENS, RAINER KOCH, HANS-JÖRG BAUER, MATTHIAS HASE und WERNER KREBS: *Effects of Pilot Fuel and Liner Cooling on the Flame Structure in a Full Scale Swirl-Stabilized Combustion Setup*. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 132(9):091501, 2010.
- [48] FEIST, J. P. und A. I. HEYES: *Measurement of wall temperatures in gas turbine combustors using thermographic phosphors*. Rolls Royce Plc-Report-PNR, 2002.
- [49] FEIST, J. P., A. L. HEYES und S. SEEFELT: *Thermographic phosphor thermometry for film cooling studies in gas turbine combustors*. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*, 217(2):193–200, 2003.
- [50] FLYINGMAG: *Gulfstream G650 Sets Round-the-World Speed Record*, 2013.
- [51] FRANKE, ST, H. LANGE, H. SCHOEPP und H-D WITZKE: *Temperature dependence of VUV transmission of synthetic fused silica*. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 39(14):3042–3046, 2006.
- [52] FRENKLACH, M., H. WANG, M. GOLDENBERG, G. P. SMITH, D. M. GOLDEN, C. T. BOWMAN, R. K. HANSON, W. C. GARDINER und V. LISSIANSKI: *Gas Research Institute Topical Report*. Frenklach, H. Wang, M. Goldenberg, GP Smith, DM Golden, CT Bowman, RK Hanson, WC Gardiner und V. Lissianski, 'GRI-Mech—An Optimized Detailed Chemical Reaction Mechanism for Methane Combustion', Report No. GRI-95/0058, 1995.
- [53] FUHRMANN, N., J. BRÜBACH und A. DREIZLER: *Phosphor thermometry: A comparison of the luminescence lifetime and the intensity ratio approach*. *Proceedings of the Combustion Institute*, 34(2):3611–3618, 2013.
- [54] FUHRMANN, NORMAN: *Phosphor-Thermometrie zur Bestimmung von Oberflächentemperaturen in Verbrennungsmotoren*. Messtechnik und Sensorik. Shaker, Aachen, 2013.
- [55] GERENDAS, M., K. HÖSCHLER und TH SCHILLING: *Development and modeling of angled effusion cooling for the BR715 low emission staged combustor core demonstrator*.

- [56] GERENDAS, MIKLOS: *Interaction of Flame and Effusion Cooled Single Sector Combustor: Präsentation*, 2014.
- [57] GICQUEL, L.Y.M., G. STAFFELBACH und T. POINSOT: *Large Eddy Simulations of gaseous flames in gas turbine combustion chambers*. Progress in Energy and Combustion Science, 38(6):782–817, 2012.
- [58] GOLDSTEIN, RICHARD J.: *Film cooling*. Advances in heat transfer, 7:321–379, 1971.
- [59] GREGOR, M. und A. DREIZLER: *A quasi-adiabatic laminar flat flame burner for high temperature calibration*. Measurement Science and Technology, 20(6):65402, 2009.
- [60] GRITSCH, MICHAEL, STEFAN BALDAUF, MORITZ MARTINY, AHMED SCHULZ und SIGMAR WITTIG: *The Superposition Approach to Local Heat Transfer Coefficients in High Density Ratio Film Cooling Flows*. In: *ASME 1999 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition*, Seite V003T01A048, Monday 7 June 1999.
- [61] GRITSCH, MICHAEL, WILL COLBAN, HEINZ SCHÄR und KLAUS DÖBBELING: *Effect of Hole Geometry on the Thermal Performance of Fan-Shaped Film Cooling Holes*. Journal of Turbomachinery, 127(4):718, 2005.
- [62] GUIBERTI, T. F., D. DUROX, P. SCOULFAIRE und T. SCHULLER: *Impact of heat loss and hydrogen enrichment on the shape of confined swirling flames*. Proceedings of the Combustion Institute, 35(2):1385–1392, 2015.
- [63] GUPTA, ASHWANI K., D. G. LILLEY und N. SYRED: *Swirl flows*. Energy and engineering science series. Abacus Pr, Tunbridge Wells u.a., Repr Auflage, 1985.
- [64] HAHN, FREDERIK: *Zur Vorhersage technischer Verbrennungssysteme im Hinblick auf flüssige Brennstoffe: Techn. Univ., Diss.–Darmstadt, 2009*, Band 582 der Reihe Fortschritt-Berichte VDI Reihe 6, Energietechnik. VDI-Verl., Düsseldorf, Als Ms. gedr Auflage, 2009.
- [65] HARTUNG, G., J. HULT, R. BALACHANDRAN, M. R. MACKLEY und C. F. KAMINSKI: *Flame front tracking in turbulent lean premixed flames using stereo PIV and time-sequenced planar LIF of OH*. Applied Physics B, 96(4):843–862, 2009.
- [66] HARTUNG, G., J. HULT, C. F. KAMINSKI, J. W. ROGERSON und N. SWAMINATHAN: *Effect of heat release on turbulence and scalar-turbulence interaction in premixed combustion*. Physics of Fluids, 20(3):035110, 2008.
- [67] HASSA, C., J. HEINZE, U. MEIER, CH. HEEGER, PH. TRUNK und A. DREIZLER: *Self-excited oscillation in a combustion chamber driven by phase change in the liquid fuel feed system*. International Journal of Spray and Combustion Dynamics, 3(4):273–284, 2011.
- [68] HASSEL, EGON P. und SVEN LINOW: *Laser diagnostics for studies of turbulent combustion*. Measurement Science and Technology, 11(2):R37–R57, 2000.
- [69] HECHT, EUGENE: *Optics*. Pearson custom library. Pearson Education, Harlow, Essex, 4. ed., Pearson new internat. ed. Auflage, 2014.
- [70] HEEGER, C., R. L. GORDON, M. J. TUMMERS, T. SATTELMAYER und A. DREIZLER: *Experimental analysis of flashback in lean premixed swirling flames: Upstream flame propagation*. Experiments in Fluids, 49(4):853–863, 2010.
- [71] HERZBERG, GERHARD: *Molecular spectra and molecular structure: Volume 1- Spectra of Diatomic Molecules*. Krieger, Malabar, Fla., Repr. ed. w/corrections, 2nd ed. Auflage, 1989.
- [72] HUANG, YING und VIGOR YANG: *Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion*. Progress in Energy and Combustion Science, 35(4):293–364, 2009.
- [73] IATA: *Weltweite Anzahl der Flugpassagiere bis 2034 | Prognose*, 2014.
- [74] IRELAND, P. T. und T. V. JONES: *Liquid crystal measurements of heat transfer and surface shear stress*. Measurement Science and Technology, 11(7):969, 2000.
- [75] JANUS, B., A. DREIZLER und J. JANICKA: *Experimental Study on Stabilization of Lifted Swirl Flames in a Model GT Combustor*. Flow, Turbulence and Combustion, 75(1-4):293–315, 2005.

- [76] JANUS, B., A. DREIZLER und J. JANICKA: *Experiments on swirl stabilized non-premixed natural gas flames in a model gasturbine combustor*. Proceedings of the Combustion Institute, 31(2):3091–3098, 2007.
- [77] JANUS, BERTRAM: *Laseroptische Untersuchungen in einer generischen Gasturbinenbrennkammer: Darmstadt, Techn. Univ., Diss., 2005*, Band 538 der Reihe Fortschritt-Berichte VDI Reihe 6, Energietechnik. VDI-Verl., Düsseldorf, Als Ms. gedr Auflage, 2006.
- [78] KEANE, R. D. und R. J. ADRIAN: *Optimization of particle image velocimeters. I. Double pulsed systems*. Measurement Science and Technology, 1(11):1202, 1990.
- [79] KISSEL, T., E. BAUM, A. DREIZLER und J. BRÜBACH: *Two-dimensional thermographic phosphor thermometry using a CMOS high speed camera system*. Applied Physics B, 96(4):731–734, 2009.
- [80] KISSEL, T., J. BRÜBACH, M. EULER, M. FROTSCHER, C. LITTERSCHEID, B. ALBERT und A. DREIZLER: *Phosphor thermometry: On the synthesis and characterisation of Y3Al5O12:Eu (YAG:Eu) and YAlO3:Eu (YAP:Eu)*. Materials Chemistry and Physics, 140(2-3):435–440, 2013.
- [81] KISSEL, THILO: *Spektroskopische Methoden zur Charakterisierung wandnaher Verbrennungsprozesse*. Doktorarbeit, 2011.
- [82] KITTLER, CHRISTOF: *Einsatz von Tröpfchenseeding in PDA-Messungen*. Studienarbeit, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2005.
- [83] KOHSE-HÖINGHAUS, KATHARINA, ROBERT S. BARLOW, MARCUS ALDÉN und JÜRGEN WOLFRUM: *Combustion at the focus: Laser diagnostics and control*. Proceedings of the Combustion Institute, 30(1):89–123, 2005.
- [84] KOJIMA, JUN, YUJI IKEDA und TSUYOSHI NAKAJIMA: *Spatially resolved measurement of OH*, CH*, and C2* chemiluminescence in the reaction zone of laminar methane/air premixed flames*. Proceedings of the Combustion Institute, 28(2):1757–1764, 2000.
- [85] KONLE, MARCO, FRANK KIESEWETTER und THOMAS SATTELMAYER: *Simultaneous high repetition rate PIV-LIF-measurements of CIVB driven flashback*. Experiments in Fluids, 44(4):529–538, 2008.
- [86] LANDENFELD, T., A. KREMER, E. HASSEL, J. JANICKA, T. SCHAEFER, J. KAZENWADEL, C. SCHULZ und J. WOLFRUM: *Laser-Diagnostic and Numerical Study of Strongly Swirling Natural Gas Flames*. 27th Symposium (International) on Combustion, Pittsburgh, USA, 0(0), 1998.
- [87] LANGE, LENA, JOHANNES HEINZE, MICHAEL SCHROLL, CHRISTIAN WILLERT und THOMAS BEHRENDT: *Combination of planar laser optical measurement techniques for the investigation of pre-mixed lean combustion*. 2012.
- [88] LAUER, MARTIN und THOMAS SATTELMAYER: *On the Adequacy of Chemiluminescence as a Measure for Heat Release in Turbulent Flames With Mixture Gradients*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 132(6):061502, 2010.
- [89] LAWSON, N. J. und J. WU: *Three-dimensional particle image velocimetry: Experimental error analysis of a digital angular stereoscopic system*. Measurement Science and Technology, 8(12):1455–1464, 1997.
- [90] LE BROcq, P. V., B. E. LAUNDER und C. H. PRIDDIN: *Discrete hole injection as a means of transpiration cooling: an experimental study*. ARCHIVE: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers 1847-1982 (vols 1-196), 187(1973):149–157, 1973.
- [91] LEFEBVRE, ARTHUR H.: *Gas turbine combustion*. CRC press, 1998.
- [92] LEGER, B., P. MIRON und J.M EMIDIO: *Geometric and aero-thermal influences on multiholed plate temperature: Application on combustor wall*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 46(7):1215–1222, 2003.
- [93] LEUCKEL, W.: *Swirl intensities, swirl types and energy losses of different swirl generating devices*. 1973.
- [94] LEWIS, BERNARD und GUENTHER VON ELBE: *Combustion, flames and explosions of gases: [Tab.]*. Acad. Pr, New York, N.Y. ua., 2. ed. Auflage, 1967.
- [95] LILLEY, DAVID G.: *Swirl Flows in Combustion: A Review*. AIAA Journal, 15(8):1063–1078, 1977.

- [96] LIU, TIANSHU: *Pressure-and Temperature-Sensitive Paints*. Wiley Online Library, 2004.
- [97] LUCCA-NEGRO, O. und T. O'DOHERTY: *Vortex breakdown: A review*. Progress in Energy and Combustion Science, 27(4):431–481, 2001.
- [98] MAHESH, KRISHNAN: *The Interaction of Jets with Crossflow*. Annual Review of Fluid Mechanics, 45(1):379–407, 2013.
- [99] MALM, HENRIK, GUNNAR SPARR, JOHAN HULT und CLEMENS F. KAMINSKI: *Nonlinear diffusion filtering of images obtained by planar laser-induced fluorescence spectroscopy*. Journal of the Optical Society of America A, 17(12):2148, 2000.
- [100] MARTINY, MORITZ: *Wärmeübergang in effusionsgeköhlten Flammrohrwänden: Univ., Diss.–Karlsruhe, 1998*, Band 6 der Reihe *Forschungsberichte aus dem Institut für Thermische Strömungsmaschinen*. Cuvillier, Göttingen, 1. Aufl. Auflage, 1999.
- [101] MASRI, A. R., R. W. DIBBLE und R. S. BARLOW: *The structure of turbulent nonpremixed flames revealed by Raman-Rayleigh-LIF measurements*. Progress in Energy and Combustion Science, 22(4):307–362, 1996.
- [102] MEGERLE, MARCUS, VOLKER SICK und DAVID L. REUSS: *Measurement of digital particle image velocimetry precision using electro-optically created particle-image displacements*. Measurement Science and Technology, 13(7):997–1005, 2002.
- [103] MELLOR, A. M. (Herausgeber): *Design of modern turbine combustors*. Combustion treatise. Acad. Press, London, 1990.
- [104] METZGER, D. E., D. I. TAKEUCHI und P. A. KUENSTLER: *Effectiveness and Heat Transfer With Full-Coverage Film Cooling*. Journal of Engineering for Power, 95(3):180, 1973.
- [105] MIE, GUSTAV: *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*. Annalen der Physik, 330(3):377–445, 1908.
- [106] NAJM, HABIB N., PHILLIP H. PAUL, CHARLES J. MUELLER und PETER S. WYCKOFF: *On the Adequacy of Certain Experimental Observables as Measurements of Flame Burning Rate*. Combustion and Flame, 113(3):312–332, 1998.
- [107] NGUYEN, THANH PHUONG: *Charakterisierung von thermographischen Phosphore für den Einsatz in der EKT/RSM Druckbrennkammer*. Bachelorthesis, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2014.
- [108] NIRMOLO, ARYOSO: *Optimization of Radial Jets Mixing in Cross-flow of Combustion Chambers using Computational Fluid Dynamics: Magdeburg, Univ., Diss., 2007*. OvGU Magdeburg, Magdeburg, 2007.
- [109] PALMER, R. E.: *The CARSFT computer code calculating coherent anti-Stokes Raman spectra: User and programmer information*.
- [110] PERONA, P. und J. MALIK: *Scale-space and edge detection using anisotropic diffusion*. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 12(7):629–639, 1990.
- [111] PETERSON, B., E. BAUM, B. BÖHM und A. DREIZLER: *Early flame propagation in a spark-ignition engine measured with quasi 4D-diagnostics*. Proceedings of the Combustion Institute, 35(3):3829–3837, 2015.
- [112] PETROU, MARIA und COSTAS PETROU: *Image processing: The fundamentals*. Wiley, Chichester, 2. ed., [Nachdr.] Auflage, 2011.
- [113] POINSOT, THIERRY und D. VEYNANTE: *Theoretical and numerical combustion*. Edwards, Philadelphia, PA, 2001.
- [114] POPE, STEPHEN B.: *Turbulent flows*, 2001.
- [115] PRASAD, A. K. und K. JENSEN: *Scheimpflug stereocamera for particle image velocimetry in liquid flows*. Applied optics, 34(30):7092–7099, 1995.

-
- [116] RAFFEL, M., C. E. WILLERT, STEVEN T. WERELEY und J. KOMPENHANS: *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. Experimental Fluid Mechanics. Springer, Dordrecht, 2007.
- [117] RAYLEIGH: XV. *On the theory of optical images, with special reference to the microscope*. Philosophical Magazine Series 5, 42(255):167–195, 1896.
- [118] REYNOLDS, OSBORNE: *An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels*. Proceedings of the royal society of London, 35(224-226):84–99, 1883.
- [119] SALVADO, OLIVIER, CLAUDIA HILLENBRAND, SHAOXIANG ZHANG und DAVID L. WILSON: *Method to correct intensity inhomogeneity in MR images for atherosclerosis characterization*. IEEE transactions on medical imaging, 25(5):539–552, 2006.
- [120] SAVADATTI, M. I.: *Spectral Study of Flames of Carbon Vapor at Low Pressure*. The Journal of Chemical Physics, 45(7):2390, 1966.
- [121] SCARANO, F.: *Iterative image deformation methods in PIV*. Measurement Science and Technology, 13(1):R1–R19, 2002.
- [122] SCHEIMPFLUG, T.: *Method of distorting plane images by means of lenses or mirrors*, 1904.
- [123] SCHULZ, A.: *Infrared thermography as applied to film cooling of gas turbine components*. Measurement Science and Technology, 11(7):948, 2000.
- [124] SCHULZ, A.: *Combustor Liner Cooling Technology in Scope of Reduced Pollutant Formation and Rising Thermal Efficiencies*. Annals of the New York Academy of Sciences, 934(1):135–146, 2001.
- [125] SCHULZ, CHRISTOF, ANDREAS DREIZLER, VOLKER EBERT und JÜRGEN WOLFRUM: *Combustion Diagnostics*. In: TROPEA, CAMERON, ALEXANDER L. YARIN und JOHN F. FOSS (Herausgeber): *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, Seiten 1241–1315. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2007.
- [126] SCIACCHITANO, ANDREA, BERNHARD WIENEKE und FULVIO SCARANO: *PIV uncertainty quantification by image matching*. Measurement Science and Technology, 24(4):045302, 2013.
- [127] SKINNER, S. J., J. P. FEIST, I.J.E. BROOKS, S. SEEFELDT und A. L. HEYES: *YAG: YSZ composites as potential thermographic phosphors for high temperature sensor applications*. Sensors and Actuators B: Chemical, 136(1):52–59, 2009.
- [128] SMITH, GREGORY P., DAVID M. GOLDEN, MICHAEL FRENKLACH, NIGEL W. MORIARTY, BORIS EITENEER, MIKHAIL GOLDENBERG, C. THOMAS BOWMAN, RONALD K. HANSON, SOONHO SONG und WILLIAM C. GARDINER JR: *GRI-Mech 3.0*. URL: http://www.me.berkeley.edu/gri_mech, 51:55, 1999.
- [129] SMITH, GREGORY P., JORGE LUQUE, CHUNG PARK, JAY B. JEFFRIES und DAVID R. CROSLLEY: *Low pressure flame determinations of rate constants for OH(A) and CH(A) chemiluminescence*. Combustion and Flame, 131(1-2):59–69, 2002.
- [130] SOLOFF, S. M., R. J. ADRIAN und Z-C LIU: *Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry*. Measurement Science and Technology, 8(12):1441–1454, 1997.
- [131] SPURK, JOSEPH H. und NURI AKSEL: *Strömungslehre: Einführung in die Theorie der Strömungen ; mit Aufgaben und Übungsbeispielen auf CD-ROM*. Springer-Lehrbuch. Springer, Heidelberg u.a., 8., überarb. Aufl. Auflage, 2010.
- [132] STANISLAS, M., K. OKAMOTO und C. J. KÄHLER: *Main results of the First International PIV Challenge*. Measurement Science and Technology, 14(10):R63–R89, 2003.
- [133] STANISLAS, M., K. OKAMOTO, C. J. KÄHLER und J. WESTERWEEL: *Main results of the Second International PIV Challenge*. Experiments in Fluids, 39(2):170–191, 2005.
- [134] STANISLAS, M., K. OKAMOTO, C. J. KÄHLER, J. WESTERWEEL und F. SCARANO: *Main results of the third international PIV Challenge*. Experiments in Fluids, 45(1):27–71, 2008.
- [135] SWEENEY, MARK und SIMONE HOCHGREB: *Autonomous extraction of optimal flame fronts in OH planar laser-induced fluorescence images*. Applied Optics, 48(19):3866, 2009.

- [136] SYRED, NICHOLAS: *A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems*. Progress in Energy and Combustion Science, 32(2):93–161, 2006.
- [137] TAMURA, MASAYUKI, PAMELA A. BERG, JOEL E. HARRINGTON, JORGE LUQUE, JAY B. JEFFRIES, GREGORY P. SMITH und DAVID R. CROSLLEY: *Collisional Quenching of CH(A), OH(A), and NO(A) in Low Pressure Hydrocarbon Flames*. Combustion and Flame, 114(3-4):502–514, 1998.
- [138] TEMME, JACOB E., PATTON M. ALLISON und JAMES F. DRISCOLL: *Combustion instability of a lean premixed prevaporized gas turbine combustor studied using phase-averaged PIV*. Combustion and Flame, 161(4):958–970, 2014.
- [139] THOLE, K. A., M. GRITSCH, A. SCHULZ und S. WITTIG: *Effect of a Crossflow at the Entrance to a Film-Cooling Hole*. Journal of Fluids Engineering, 119(3):533, 1997.
- [140] TNF (Herausgeber): *TNF*. 1996.
- [141] TRIBELHORN, WADIM: *Charakterisierung der Abkühlzeit von ausgewählten Hochtemperaturphosphoren unter gasturbinen-typischen Bedingungen*. Bachelorthesis, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2014.
- [142] TROPEA, CAMERON (Herausgeber): *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Springer Berlin, Berlin, 2009.
- [143] TRUNK, P. J., I. BOXX, C. HEEGER, W. MEIER, B. BÖHM und A. DREIZLER: *Premixed flame propagation in turbulent flow by means of stereoscopic PIV and dual-plane OH-PLIF at sustained kHz repetition rates*. Proceedings of the Combustion Institute, 34(2):3565–3572, 2013.
- [144] TSIOTSIOS, CHOURMOUZIOS und MARIA PETROU: *On the choice of the parameters for anisotropic diffusion in image processing*. Pattern Recognition, 46(5):1369–1381, 2013.
- [145] TU, C. V. und D. H. WOOD: *Wall pressure and shear stress measurements beneath an impinging jet*. Experimental Thermal and Fluid Science, 13(4):364–373, 1996.
- [146] VDI (Herausgeber): *VDI-Wärmeatlas*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2002.
- [147] WARNATZ, JÜRGEN, ULRICH MAAS und ROBERT W. DIBBLE: *Verbrennung: Physikalisch-chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung ; mit 17 Tabellen*. Springer, Berlin [u.a.], 3., aktualisierte und erw. Aufl. Auflage, 2001.
- [148] WEBER, V., J. BRÜBACH, R. L. GORDON und A. DREIZLER: *Pixel-based characterisation of CMOS high-speed camera systems*. Applied Physics B, 103(2):421–433, 2011.
- [149] WEIGAND, P., W. MEIER, X. R. DUAN, W. STRICKER und M. AIGNER: *Investigations of swirl flames in a gas turbine model combustor*. Combustion and Flame, 144(1-2):205–224, 2006.
- [150] WERNER, MICHAEL: *Konstruktion und Aufbau eines Versuchstandes für Laser-optische Verbrennungsexperimente*. Bachelorthesis, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2009.
- [151] WERSCHNIK, HOLGER, TOM OSTROWSKI, JONATHAN HILGERT, MARIUS SCHNEIDER und HEINZ-PETER SCHIFFER: *Infrared thermography to study endwall cooling and heat transfer in turbine stator vane passages using the auxiliary wall method and comparison to numerical simulations*. Quantitative InfraRed Thermography Journal, 12(2):219–236, 2015.
- [152] WESTERWEEL, J.: *Efficient detection of spurious vectors in particle image velocimetry data*. Experiments in Fluids, 16-16(3-4), 1994.
- [153] WESTERWEEL, J.: *Fundamentals of digital particle image velocimetry*. Measurement Science and Technology, 8(12):1379–1392, 1997.
- [154] WIENEKE, B.: *Stereo-PIV using self-calibration on particle images*. Experiments in Fluids, 39(2):267–280, 2005.
- [155] WIENEKE, BERNHARD: *PIV uncertainty quantification from correlation statistics*. Measurement Science and Technology, 26(7):074002, 2015.
- [156] WILLERT, C. und M. JARIUS: *Planar flow field measurements in atmospheric and pressurized combustion chambers*. Experiments in Fluids, 33(6):931–939, 2002.

- [157] WURM, B., A. SCHULZ und H.-J. BAUER: *A New Test Facility for Investigating the Interaction Between Swirl Flow and Wall Cooling Films in Combustors*. In: *ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea, and Air*, Seiten 1397–1408, 2009.
- [158] WURM, B., A. SCHULZ, H.-J. BAUER und M. GERENDAS: *Impact of Swirl Flow on the Cooling Performance of an Effusion Cooled Combustor Liner*. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 134(12):121503, 2012.
- [159] ZELDOVICH, YA B.: *The oxidation of nitrogen in combustion and explosions*. *Acta Physicochim. USSR*, 21(4):577–628, 1946.

Lebenslauf

Name	Jens Hermann	
Geburtsdatum	12. Januar 1984	
Geburtsort	Groß Umstadt	
Schulbildung	08/1995 – 07/2003	Julius Echter Gymnasium, Elsenfeld Allgemeine Hochschulreife
Studium	10/2003 – 12/2009	Technische Universität Darmstadt Fachrichtung: Allgemeiner Maschinenbau Vertiefungen: Turbomaschinen, Energie- und Kraftwerkstechnik, Thermodynamik
	12/2009	Abschluss: Diplom Ingenieur
Wissenschaftlicher Mitarbeiter	12/2009 – 12/2015	Technische Universität Darmstadt Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Reaktive Strömungen und Messtechnik (RSM)